

LUDWIG MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
FAKULTÄT FÜR GEOWISSENSCHAFTEN

# BACHELORARBEIT

Wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science

eingereicht am Department für Geographie  
angefertigt am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Untersuchung eines möglichen Einflusses der Albedo  
auf die Mesopausenregion

On a possible relation between planetary albedo and  
the mesopause temperature

Verfasserin:  
Vera Gebhardt  
Lüneburger Straße 5  
80809 München  
Vera.Gebhardt@campus.lmu.de

Betreuer:  
Prof. Dr. Ralf Ludwig  
Mitbetreuung:  
Prof. Dr. Michael Bittner

Datum der Abgabe:  
29. Juni 2015

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Aufbau der Atmosphäre . . . . .	5
2.2	Energiebilanz der Erde . . . . .	6
2.3	Effektive Temperatur der Erde . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Variabilität der Albedo</b>	<b>10</b>
3.1	Definition der Albedo . . . . .	11
3.2	Messung der Albedo . . . . .	12
3.3	Abhängigkeit der Albedo von der Erdoberfläche und den Wolken .	14
3.4	Unterschiede zwischen Nord- und Südhemisphäre . . . . .	16
3.5	Trends . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Variabilität der Airglowschicht</b>	<b>23</b>
4.1	Airglow-Emissionen von angeregten Hydroxyl-Molekülen (OH*) .	24
4.2	Temperaturmessung durch GRIPS . . . . .	26
4.3	Variabilität der OH-Temperatur . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Daten und Analysemethoden</b>	<b>31</b>
5.1	Datengrundlage . . . . .	32
5.1.1	Wuppertaler Temperaturzeitreihe: GRIPS 2 . . . . .	32
5.1.2	Temperaturzeitreihe aus Oberpfaffenhofen . . . . .	32
5.1.3	Statistische Analyse . . . . .	33
5.2	Ermittlung des Dips mittels des Dipindex . . . . .	39
5.2.1	Modellierung der Jahresgänge mittels der Spline-Interpolation . . . . .	39
5.2.2	Analyse der Dips . . . . .	40
5.2.3	Dipindex . . . . .	45
5.3	Ermittlung des Dips mittels der Harmonischen Analyse . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>53</b>
6.1	Dipindexwerte von 1988 bis 2014 . . . . .	54

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	<i>II</i>
6.2 Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 bis 2013 . . . . .	57
6.3 Abweichung der Albedo von 1984 bis 2007 . . . . .	60
<b>7 Diskussion</b>	<b>61</b>
7.1 Vergleich Dipindex - Amplitude . . . . .	62
7.2 Vergleich Amplitude - Albedo . . . . .	66
<b>8 Fazit</b>	<b>68</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>
<b>Anhang</b>	<b>73</b>
<b>A Herleitung der Albedo aus Erdschein-Messung</b>	<b>74</b>
<b>B Herleitung der statistischen Parameter</b>	<b>77</b>
B.1 Standardabweichung . . . . .	78
B.2 Schiefemaß . . . . .	78
B.3 Lineare Korrelation . . . . .	79
<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>80</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Änderung der Meereisbedeckung in der Arktis zwischen 1992 - 2014	2
2.1	Vertikales Temperaturprofil der Atmosphäre	5
2.2	Energiehaushalt der Erde	7
3.1	Spektren der Solarstrahlung und der reflektierten Strahlung	11
3.2	Schematische Darstellung der Erdschein-Messung	13
3.3	Die globale Verteilung der Albedo der Erde	14
3.4	Abhängigkeit der Reflexion von Zenitwinkel der einfallenden Strahlung	15
3.5	Ellipsenförmige Bahn der Erde um die Sonne	17
3.6	Jährliche Variation der globalen Albedo	17
3.7	Jahreszeitliche Schwankung der globalen Albedo	18
3.8	Änderung der Albedo zwischen 2000 - 2011	20
3.9	Anomalie der Albedo zwischen 2000 - 2011	20
3.10	Änderung der Absorption und Eisbedeckung in der Arktis	21
3.11	Änderung der Albedo nach verschiedenen Messmethoden	22
3.12	Änderung des globalen Wolkenbedeckungsgrad	22
4.1	Airglow-Schicht	24
4.2	Aufbau eines GRIPS Instrumentes	27
4.3	Temperatur- und Intensitätsverlauf einer Messnacht von GRIPS 6	27
4.4	Temperaturverlauf der Mesopause und Häufigkeitsverteilung	29
4.5	Temperaturverlauf der Mesopause im Jahr 1993	30
5.1	Sinus-Schwingung	34
5.2	Häufigkeitsverteilung einer Sinus-Schwingung	34
5.3	Statistische Analyse des Datensatzes	35
5.4	Statische Momente	36
5.5	Statistische Analyse der Messdaten von 1997	37
5.6	Statistische Analyse der Messdaten von 1993	38
5.7	Verlauf der OH(3-1) Rotationstemperatur im Jahr 1993.	39
5.8	Verlauf der OH*(3-1) Rotationstemperatur von Juli 2005 bis Juni 2006.	41



5.9	Geradenscharen zur Ermittlung der Tangente. . . . .	42
5.10	Ermittlung der Tangente zur Eingrenzung des Dips. . . . .	43
5.11	Vergleich der verschiedenen Kurvenanpassungen und Dipanpas- sungen. . . . .	44
5.12	Anpassungen der Harmonischen Analyse (1993) . . . . .	48
5.13	Anpassungen der Harmonischen Analyse (1997) . . . . .	49
5.14	Anpassungen der Harmonischen Analyse (1993) . . . . .	51
5.15	Anpassungen der Harmonischen Analyse (1997) . . . . .	52
6.1	Dipindezes von 1988 - 2014 . . . . .	56
6.2	Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 - 2013 . . . . .	58
6.3	Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 - 2013 . . . . .	59
6.4	Rekonstruierte jährliche Abweichung der Albedo. . . . .	60
7.1	Dipindex und Amplitude für Herbst- und Frühlingsdip im Vergleich	63
7.2	Scatterplot für Dipindex und Amplitude . . . . .	64
7.3	Dipindex und Amplitude im Vergleich . . . . .	65
7.4	Scatterplot für Dipindex und Amplitude . . . . .	65
7.5	Albedo und Dip im Vergleich (1988 - 2007) . . . . .	67
A.1	Mondschein und Erdschein . . . . .	75

# Tabellenverzeichnis

2.1	Einfluss der Änderung der Albedo auf die „effektiv emittierende Temperatur“ . . . . .	9
3.1	Albeden verschiedener Oberflächen . . . . .	15
5.1	Ausschnitt aus dem Datensatz der Wuppertaler Zeitreihe . . . . .	32
5.2	Ausschnitt aus dem Datensatz von GRIPS 6 . . . . .	33
6.1	Dipindexwerte von 1988 - 2014 . . . . .	54
6.2	Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 - 2013 . . . . .	57
B.1	Interpretation des Korrelationskoeffizienten . . . . .	79

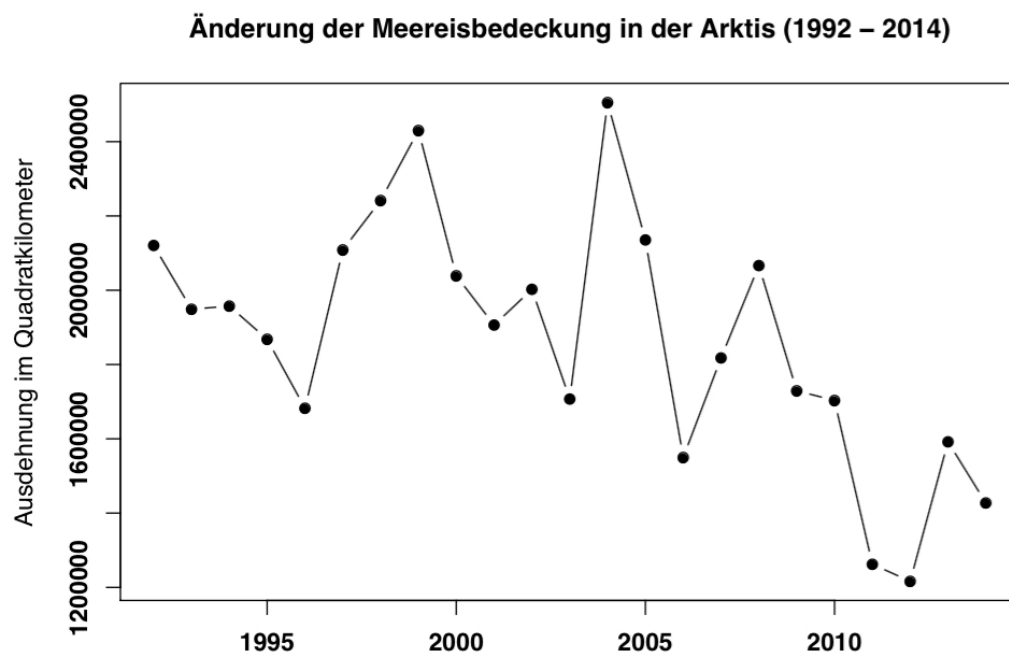
# Abkürzungsverzeichnis

AE .....	Astronomische Einheit
CERES .....	Clouds and the Earth's Radiant System
DLR .....	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
ERBE .....	Earth Radiation Budget Experiment
GRIPS .....	GRound-based Infrared P-branch Spectrometer
ISCCP .....	International Satellite Cloud Climatology Project
ISS .....	Internationale Raumstation
NASA .....	National Aeronautics and Space Administration
NDMC .....	Network for the Detection of Mesospheric Change
TRMM .....	Tropical Rainfall Measuring Mission

# **Kapitel 1**

## **Einleitung**

Die globale Albedo ist eine wichtige Komponente im Strahlungshaushalt der Erde und gibt das Rückstrahlvermögen der Atmosphäre und der Erdoberfläche an. Nach aktuellen Messungen wird etwa 30% der einfallenden Solarstrahlung wieder zurück in das Weltall reflektiert (Voigt et al., 2014, S. 1029). Gesetzt dem Fall, dass sich die globale Albedo um lediglich 1% ändert, ändert sich die effektive Temperatur um 1 Kelvin (s. Kapitel 2.3) was wiederum zu massiven Auswirkungen auf das Klima der Erde führen wird. Die Folgen einer Klimaerwärmung sind beispielsweise in der Arktis durch den Rückgang der Meereisbedeckung zu sehen (vgl. Abb. 1.1), wodurch das darunter liegende Meerwasser an die Oberfläche gelangt ist.



**Abb. 1.1:** Änderung der Meereisbedeckung in der Arktis von 1992 bis 2014. Die Änderung der Meereisbedeckung ist in  $\text{km}^2$  angegeben. Als Datengrundlage wurden die Jahresmittelwerte der Daten des CliSAP-Integrated Climate Data Center (ICDC) verwendet.

Da die Albedo von Wasser deutlich kleiner ist als die Albedo von Eis und Schnee (s. Tabelle 3.1), hat die Abnahme der Meereisbedeckung eine immer größer werdende Energieabsorption statt Reflexion zur Folge, was wiederum zu einem Temperaturanstieg führt. Dieser Prozess wird auch als Eis-Albedo-Rückkopplung bezeichnet und verdeutlicht, warum die Albedo für den Strahlungshaushalt der Erde und im Kontext des momentanen Klimawandels wichtig ist (Shupe and Intrieri, 2004, S. 616ff.).

Es hat sich jedoch gezeigt, dass eine globale Messung der Albedo schwierig ist und unterschiedliche Messmethoden zu unterschiedlichen Ergebnissen führen (s. Abb. 3.11). Daher stellt sich die Frage, welche Ergebnisse der realen Änderung der Albedo entsprechen und wie man diese validieren kann.

Änderungen des Strahlungshaushaltes wirken sich auch auf die Atmosphäre aus und sind in den verschiedenen Schichten unterschiedlich stark zu beobachten. Die obere Mesosphäre und die Mesopause gelten dabei als Frühindikatoren für Klimaänderungen, da sich hier Änderungen des Klimas deutlich früher abzeichnen als in den unteren Schichten der Atmosphäre. Dies liegt vor allem an der deutlich geringen Luftdichte in den oberen Atmosphärenschichten. So spielt Ozon eine weniger wichtige Rolle für die thermale Struktur als in der Stratosphäre und viele Treibhausgase, wie beispielsweise Methan oder Distickstoffmonoxid, sind aufgrund der Photodissoziation in der Stratosphäre nicht mehr vorhanden (Thomas, 1996, S. 149f.). Daher lohnt es sich, die Variabilität der Airglowschicht in der Mesopause mit der Variabilität der Albedo zu vergleichen und einen möglichen Zusammenhang zwischen diesen beiden Faktoren zu untersuchen.

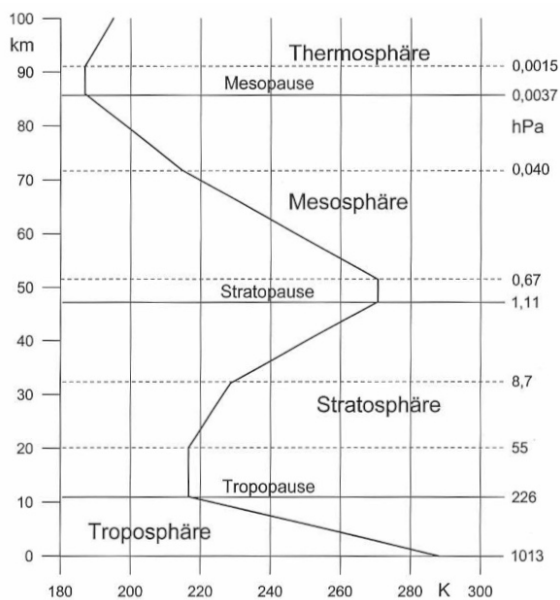
In den folgenden drei Kapitel werden die bereits vorhandenen Kenntnisse über die physikalischen Grundlagen des Erdsystems (Kapitel 2), die Variabilität der Albedo (Kapitel 3) sowie die der Airglowschicht (Kapitel 4) vorgestellt. Darauf aufbauend werden in Kapitel 5 die Datengrundlage der Mesopausentemperatur und zwei verschiedene Analysemethoden dieser Daten erläutert. Die Ergebnisse dieser Methoden sind schließlich in Kapitel 6 zu finden und werden in Kapitel 7 diskutiert. Anschließend wird es in Kapitel 8 unter Berücksichtigung aller Faktoren zu einem Fazit kommen.

## **Kapitel 2**

# **Physikalische Grundlagen**

## 2.1 Aufbau der Atmosphäre

Die Atmosphäre der Erde ist die gasförmige Hülle, die die Erde umspannt (Barry and Chorley, 2010, S.1). Sie besteht zu 78% aus Stickstoff, ca. 21% aus Sauerstoff, 0,9% aus Argon, 0,037% aus Kohlenstoffdioxid sowie aus einer großen Anzahl weiterer Gase, welche wegen ihrer vergleichsweise geringen Konzentration auch Spurengase genannt werden (Barry and Chorley, 2010, S.13ff.). Aufgrund des vertikalen Temperaturverlaufs wird die Atmosphäre in verschiedene Sphären eingeteilt. Die Grenzschicht zwischen zwei Sphären heißt Pause und ist durch eine Umkehr des vertikalen Temperaturgradienten gekennzeichnet (vgl. Abb. 2.1).



**Abb. 2.1:** Vertikales Temperaturprofil der „U.S. Standard Atmosphäre 1976“ bis 100 km Höhe (Kraus, 2004, S.137)

Die unterste Schicht heißt Troposphäre und erstreckt sich von der Erdoberfläche bis in ca. 10 km Höhe. Charakteristisch ist hier die Temperaturabnahme mit der Höhe aufgrund von Konvektion sowie eine starke Durchmischung (Kraus, 2004, S.137f.). Etwa 99% der Masse der Atmosphäre befinden sich in der Troposphäre (Peixoto and Oort, 1992, S.14), wo sich das Wetter abspielt (Barry and Chorley, 2010, S.32). Über der Troposphäre befindet sich die Tropopause, welche die Troposphäre von der Stratosphäre trennt. Die Stratosphäre zeichnet sich durch einen sehr geringen

Wasser- und einen hohen Ozongehalt aus (Kraus, 2004, S.138). Das stratosphärische Ozon absorbiert die solare ultraviolette Strahlung und gibt diese Energie in Form von Wärme wieder an die Umgebung ab (Peixoto and Oort, 1992, S.101). Dadurch steigt die Temperatur in der Stratosphäre auf bis zu 273 Kelvin an. Die Stratopause liegt in etwa 50 km Höhe und bildet die Grenzschicht zur Mesosphäre. Die Mesosphäre ist etwa 32 km mächtig. Durch die Kollision von  $\text{CO}_2$ -Molekülen mit anderen Teilchen werden die  $\text{CO}_2$ -Moleküle energetisch angeregt und es kommt zu Rotationsschwingungen. Um wieder in ein energetisches



Gleichgewicht zu gelangen, geben die Moleküle Energie in Form von emittierender Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich ab. Dieser Vorgang wird „cooling to space“ genannt und ist für die Temperaturabnahme in der Mesosphäre verantwortlich (Andrews, 2010, S.78ff.). In der anschließenden Mesopause werden daher die tiefsten Temperaturen in der Atmosphäre gemessen. Oberhalb der Mesopause beginnt die Thermosphäre, in der die Temperatur bis auf etwa 1000 Kelvin in 400 km wieder ansteigt und anschließend konstant bleibt (Kraus, 2004, S.138ff.).

Im Bereich der Mesopause und unteren Thermosphäre existiert eine leuchtende Atmosphärenschicht (engl.: „Airglow“), die für die vorliegende Arbeit von besonderer Bedeutung ist und auf die daher in Kapitel 4 genauer eingegangen wird. In etwa 800 km Höhe endet die Thermosphäre und geht in die Exosphäre über (Kraus, 2004, S.141f.).

## 2.2 Energiebilanz der Erde

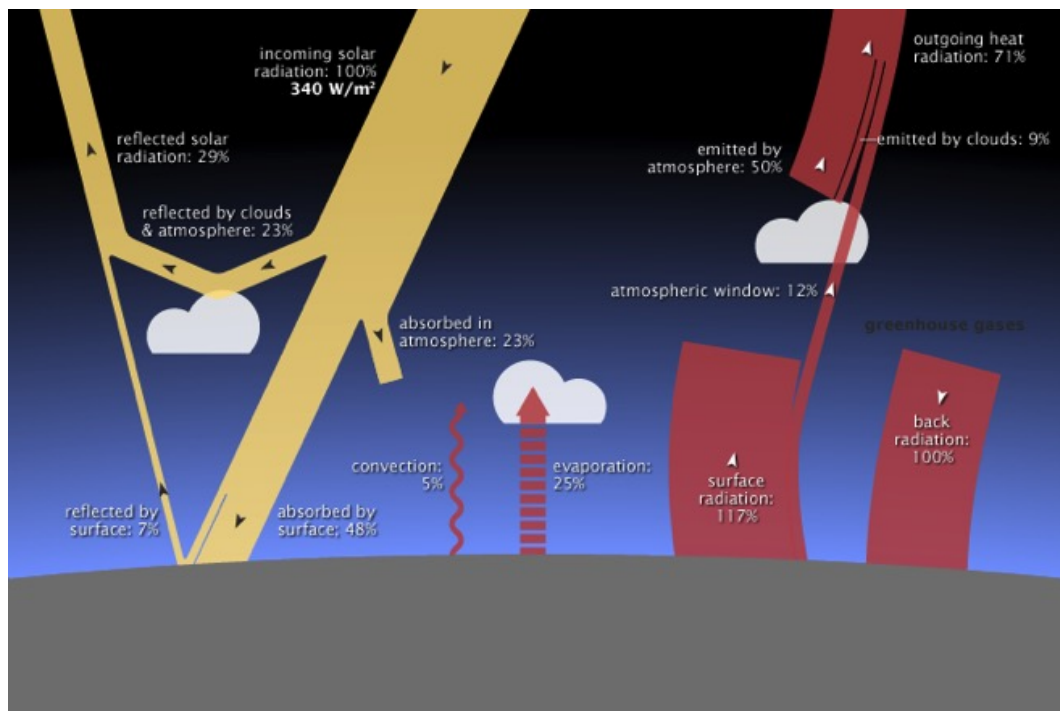
Wetter und Klima der Erde werden maßgeblich von Intensität und räumlich-zeitlicher Verteilung der einfallenden Sonnenstrahlung auf der Erde bestimmt. Strahlung kann abhängig von der Wellenlänge absorbiert, reflektiert, gestreut und emittiert werden (Liepert, 2010, S.788ff.). Die Energiebilanz beschreibt das Verhältnis von einfallender Strahlung zu ausfallender Strahlung. Ist die Einstrahlung größer als die Ausstrahlung, erwärmt sich die Erde und man spricht von einer positiven Energiebilanz. Wird hingegen mehr Strahlung in das Weltall emittiert als an der Erde ankommt, kühlt sich die Erde ab und die Energiebilanz ist negativ. Aufgrund der Schwarzkörperkurve der Sonne ist die einfallende solare Strahlung ( $T_{\text{Sonne}} = 6000$  Kelvin) vergleichsweise kurzwellig und die ausfallende terrestrische Strahlung ( $T_{\text{Erde}} = 300$  Kelvin) langwellig ( $F_{\text{LW}}$ ). Im Falle einer ausgeglichenen Energiebilanz befindet sich die Erde im Gleichgewicht:

$$F_{\text{SW}} = F_{\text{LW}} \quad (2.1)$$

(Trenberth et al., 2009, S.311ff.).

Von der einfallenden kurzwelligen Strahlung werden 23% in der Atmosphäre und 48% an der Erdoberfläche absorbiert. Die restlichen 29% werden wieder zurück in das Weltall reflektiert. Dieser Anteil wird als planetare Albedo bezeichnet (vgl. Kap. 3).

Von den 48% solarer Strahlung, die an der Erdoberfläche absorbiert werden, werden 25% zur Evaporation von Wasser verwendet. Bei der Kondensation der Wassermoleküle in Regentropfchen wird latente Wärme freigesetzt. Ein geringer Teil der einfallenden Solarstrahlung (5%) wird in Konvektion umgewandelt, während die restlichen 17% die Erdoberfläche als thermale infrarote Wärmestrahlung verlassen (Lindsey, 2009).



**Abb. 2.2:** Energiehaushalt der Erde: die kurzwellige solare Strahlung wird durch die gelben Pfeile dargestellt, die langwellige thermale Strahlung durch die roten Pfeile. (Lindsey, 2009)

Ein Großteil der langwelligen terrestrischen Strahlung wird in der Atmosphäre von den Treibhausgasen absorbiert. Lediglich durch das atmosphärische Fenster im Bereich von  $8,0 - 12,0 \mu\text{m}$  (Rutan et al., 2009, S.2f.) entkommt ein Teil der emittierten Strahlung (12%) direkt in das Weltall. Zusätzlich emittieren Wolken und Atmosphäre selbst auch Thermalstrahlung in das Weltall, sodass insgesamt 71% der einfallenden Solarstrahlung in Form von langwelliger Strahlung von der Erde in das Weltall ausgesandt wird. Zusammen mit der reflektierten kurzwelligen Strahlung (29%) befindet sich die Erde somit im Strahlungsgleichgewicht (vgl. Abb. 2.2) (Lindsey, 2009).

## 2.3 Effektive Temperatur der Erde

Die Solarenergie, die die Erde pro Sekunde und pro Quadratmeter auf der Querschnittsfläche der Erde ( $\pi * a^2$ ,  $a$  = Erdradius) erreicht, ist die Solarkonstante  $F_S = 342 \text{ W/m}^2$ . Die gesamte Energie pro Zeiteinheit, die von der Erde absorbiert wird, lässt sich daher folgendermaßen berechnen:

$$F_{SW} = F_S * (1 - A) * \pi a^2 \quad (2.2)$$

Wenn die Erde als ein idealer schwarzer Körper betrachtet wird, emittiert sie die Energie  $\sigma * T^4$  pro Einheitsfläche nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma$  und der absoluten Temperatur  $T$ . Ausgehend von der Erdoberfläche  $4\pi a^2$  wird die Energie gleichförmig in alle Richtungen des Weltraums emittiert. Die gesamte emittierte Energie beträgt somit:

$$F_{LW} = 4 * \pi a^2 * \sigma T^4 \quad (2.3)$$

Nimmt man an, dass die gesamte emittierte Energie ohne Verlust direkt in den Weltraum abgegeben wird und dass sich die Erde in einem thermischen Gleichgewicht befindet, gilt in Anlehnung an Gleichung 2.1:

$$F_S * (1 - A) * \pi a^2 = 4 * \pi a^2 * \sigma T^4 \quad (2.4)$$

Wird diese Gleichung nach der Temperatur umgeformt, ist zu erkennen, dass die mittlere globale Temperatur lediglich von der globalen Albedo (30%) und der Solarkonstante abhängt:

$$T = \sqrt[4]{\frac{(1 - A)F_S}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{0.7 * F_S}{\sigma}} = 255 \text{ K} \quad (2.5)$$

Die Temperatur  $T = 255 \text{ K}$  wird als „effektiv emittierende Temperatur“ der Erde bezeichnet. Sie ist deutlich geringer als die gemessene mittlere Oberflächentemperatur der Erde, welche  $288 \text{ K}$  beträgt. Die Ursache für diesen Unterschied liegt darin, dass der Treibhauseffekt hier nicht berücksichtigt wird (Andrews, 2010, S.4f.).

In Tabelle 2.1 zeigt sich der Einfluss der planetaren Albedo auf die Energiebilanz der Erde. Nimmt die Albedo beispielsweise um 1 % zu, werden 31% der einfallenden Solarstrahlung reflektiert und die „effektiv emittierende Temperatur“ sinkt um etwa 1 Kelvin auf 253,99 Kelvin.

**Tab. 2.1:** Einfluss der Änderung der Albedo auf die „effektiv emittierende Temperatur“

Änderung der Albedo	Planetare Albedo (in %)	Temperatur (in K)
0	30	254,91
+ 0,01	30,01	254,90
+ 0,1	30,1	254,82
+ 1	31	253,99
- 0,01	29,99	254,92
- 0,1	29,9	255,00
- 1	29	255,81

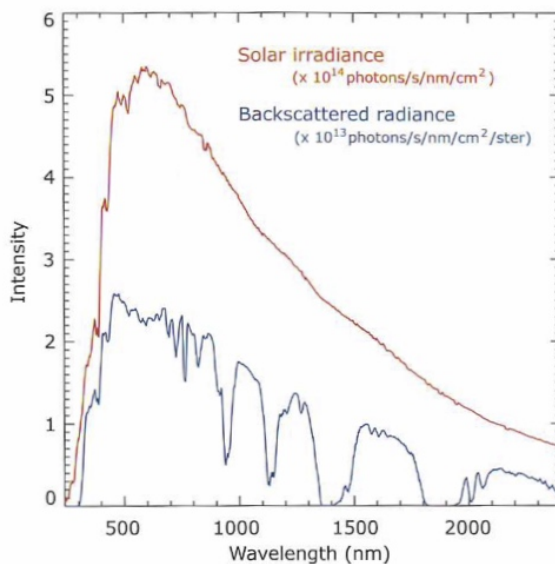
Da folglich die Albedo einen großen Einfluss auf die Energiebilanz der Erde hat, widmet sich Kapitel 3 der Variabilität der Albedo.

## **Kapitel 3**

### **Variabilität der Albedo**

### 3.1 Definition der Albedo

Wie bereits in Kapitel 1 und 2 thematisiert, beschreibt die planetare Albedo den Anteil der einfallenden kurzwelligen Solarstrahlung, der wieder zurück in das Weltall reflektiert wird (Voigt et al., 2014, S. 1029). Die einfallende Solarstrahlung wird auf  $342 \text{ W/m}^2$  bemessen (Lindsey, 2009). Würde sich die globale Albedo um 1% ändern, entspricht das  $3,42 \text{ W/m}^2$ . Damit hätte diese Änderung der Albedo einen ähnlich großen Einfluss auf den Energiehaushalt wie die Verdopplung des Treibhausgases Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ) in der Atmosphäre.



**Abb. 3.1:** Intensität der Solarstrahlung (rot) und der reflektierten Strahlung (blau) abhängig von der Wellenlänge am oberen Rand der Atmosphäre (Gottwald et al., 2006, S.81).

In Abbildung 3.1 wird die Intensität der Solarstrahlung und der reflektierten Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die Solarstrahlung in  $10^{14}$  Photonen pro Sekunde, Nanometer und Quadratzentimeter und die reflektierte Strahlung in  $10^{13}$  Photonen pro Sekunde, Nanometer, Quadratzentimeter und Steradian abgebildet wird. Im Gegensatz zur Solarstrahlung wird bei der reflektierten Strahlung der Raumwinkel berücksichtigt und muss beim Vergleich der beiden Kurven beachtet werden. Bis zu ih-

rem Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 600 nm nimmt die Intensität der Solarstrahlung rasch zu und sinkt anschließend deutlich langsamer wieder ab. Die Kurve der Intensität der reflektierten Strahlung ähnelt dem Verlauf der Intensität der Solarstrahlung. Bis zum Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 500 nm nimmt die Intensität der reflektierten Strahlung ebenfalls rasch zu und sinkt anschließend deutlich langsamer wieder ab. Der Unterschied der beiden Kurven besteht vor allem in der Höhe der Intensität. Während die Solarstrahlung Intensitäten über 5 erreicht, liegt das Intensitätsmaximum der reflektierten Strahlung bei etwa 2,5.

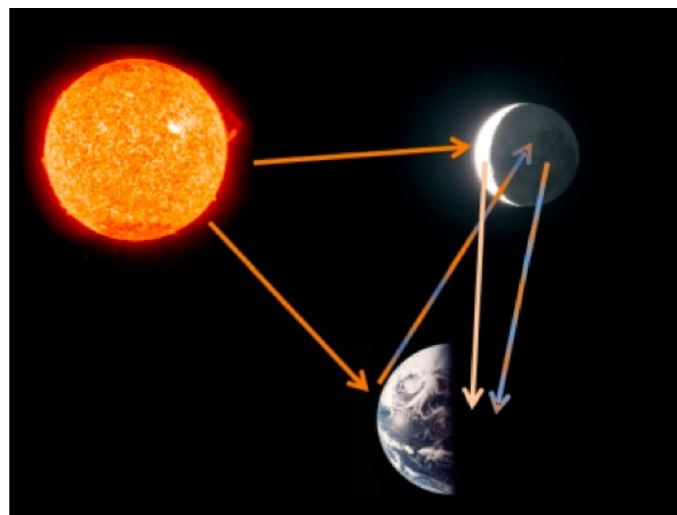
Eine einfache Abschätzung aus den Intensitäten von Abbildung 3.1 für jede Wellenlänge erlaubt die Bestimmung der globalen Albedo der Erde. Betrachtet man das Verhältnis zwischen einfallender und reflektierter Strahlung, fällt auf, dass es bis auf die Wellenlängenbereiche zwischen 900-1000 nm, 1300-1500 nm und 1800-2100 nm weitgehend konstant ist. Diese lokalen Minima der reflektierten Strahlung ergeben sich vornehmlich aus den in diesen Wellenlängenbereichen auftretenden Absorptionen von Wasserdampf (Gottwald et al., 2006, S.82).

## 3.2 Messung der Albedo

Es gibt zwei prominente Methoden um die planetare Albedo der Erde zu messen. Einerseits befinden sich seit 1997 Sensoren mit dem Namen „Clouds and the Earth’s Radiant System“ (CERES) auf polarumlaufenden Satelliten im Weltraum (Carlowicz, 2014). Es handelt sich hierbei um das Nachfolgeexperiment des „Earth Radiation Budget Experiment“ (ERBE) der NASA (Rutan et al., 2009, S.1). Um die von der Erde reflektierte kurzwellige Solarstrahlung (Albedo) und die emittierte langwellige Thermalstrahlung direkt zu messen, werden scannende Radiometer verwendet (Carlowicz, 2014). Je nach Orbit des Satelliten variiert die Höhe der Messung zwischen 705 km (im Falle des Aqua-Satelliten) und 350 km (im Falle des Satelliten TRMM) (Gibson and Wielicki, 2015, S.12). Die CERES Instrumente messen die Strahlung in drei verschiedenen Kanälen: im kurzwelligen solaren Bereich ( $0,2 - 4 \mu m$ ), im Breitband ( $0,2 - 100 \mu m$ ) und im atmosphärischen Fenster ( $8,0 - 12,0 \mu m$ ). Die räumliche Auflösung des CERES Instruments auf dem Terra-Satelliten beträgt in Nadir-Richtung  $31 \text{ km} \times 30 \text{ km}$  und wird mit einer Genauigkeit von 95% angegeben (Rutan et al., 2009, S.1f.).

Eine über Jahrzehnte hinweg angestrebte kontinuierliche Messung der Albedo mit satellitengetragenen Instrumenten stellt eine große technische Herausforderung dar, da Satelliten meist nur über eine Lebensdauer von einigen Jahren verfügen. Anzumerken ist, dass Satelliten, die sich auf einer verhältnismäßig niedrigen Umlaufbahn um die Erde befinden, nur einen vergleichsweise kleinen Teil der Erdoberfläche auf einmal erfassen können. Daher müssen viele Messungen zusammengelegt werden, um globale Informationen zu erhalten, wobei berücksichtigt werden muss, dass die einzelnen Messungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgenommen werden (Goode et al., 2001, S.1671).

Eine andere Messmethode ist die sogenannte Erdschein-Messung, welche eine direkte und in einem hemisphärischen Maßstab vorliegende Messung der Albedo erlaubt. Als der sogenannte Erdschein wird jenes Sonnenlicht bezeichnet, welches von der Erde zum Mond reflektiert und anschließend wieder vom Mond zur nächtlichen Erde zurückreflektiert wird (vgl. Abb. 3.2). Mithilfe des Erdschein-Koronographen, einem 6-inch großen Spiegelteleskop mit einer gekühlten AP-7 512x512 Pixel CCD Kamera, werden an jeweils 5 Referenzpunkten (vgl. Abb. A.1) auf dem Mond die Intensitäten des Erdscheins und des Mondscheins (Sonnenlicht, das der Mond direkt zur Erde reflektiert) gemessen (Goode et al., 2001, S.1671).



**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung des Weges des Sonnenlichtes. Die von der Sonne ausgehenden orangefarbenen Pfeile geben den direkten Weg der Solarstrahlung zur hellen Seite des Mondes bzw. der Erde wieder. Von der hellen Seite des Mondes (Mondschein) wird die Strahlung in Richtung der dunklen Seite der Erde reflektiert und dort gemessen. Die helle Seite der Erde reflektiert Strahlung auf die dunkle Seite des Mondes und erzeugt den Erdschein. Dieser wird zurück zu der dunklen Seite der Erde reflektiert und dort mittels eines Teleskops gemessen (Gonzalez-Merino et al., 2013, S. 2575).

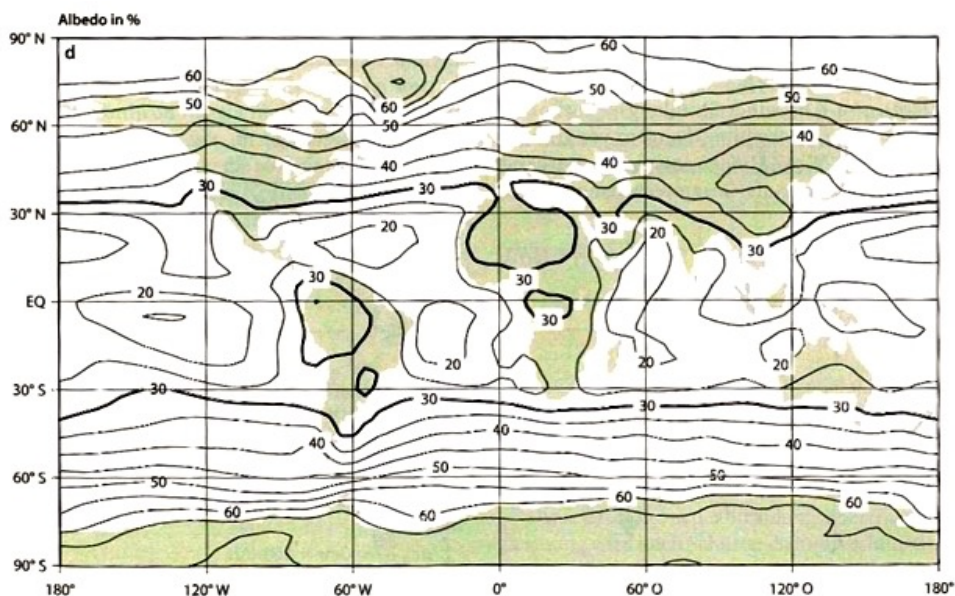
Indem man die Intensität des Erdscheins mit der des Mondscheins in Relation setzt, kann man daraus die globale Albedo der Erde bestimmen (Pallè et al., 2009, S.5). Die Herleitung für die Ermittlung der globalen Albedo wird beispielsweise in Qiu et al. (2003) erklärt und in Anhang A genauer erläutert.



Ein signifikantes Defizit dieser Messmethode ist, dass Erdschein-Beobachtungen nur für Mondphasenwinkel im Bereich von  $40^\circ$  bis  $150^\circ$  verfügbar sind und es notwendig ist diese Datenlücke mithilfe von Simulationen zu schließen. Laut Pallè et al. (2003) kann man bei einer guten Simulation trotz der Datenlücke eine verlässliche globale Albedo berechnen. Das zweite grundlegende Defizit ist, dass der Erdschein aufgrund der ellipsenförmigen Bahn des Mondes um die Erde nicht in alle Richtungen gemessen werden kann. Daher ist die Erdschein-Messung nicht empfindlich gegenüber der azimuthalen Richtungsabhängigkeit (Qiu et al., 2003).

### 3.3 Abhängigkeit der Albedo von der Erdoberfläche und den Wolken

In Abbildung 3.3 sind große regionale Unterschiede in der Albedo zu sehen. Dies liegt an der Abhängigkeit der Albedo von der Wolkentransmission, der Oberflächenbeschaffenheit und dem solaren Zenitwinkel (Shupe and Intrieri, 2004, S.616).



**Abb. 3.3:** Die globale Verteilung der Albedo der Erde (Kraus, 2004, S.125).

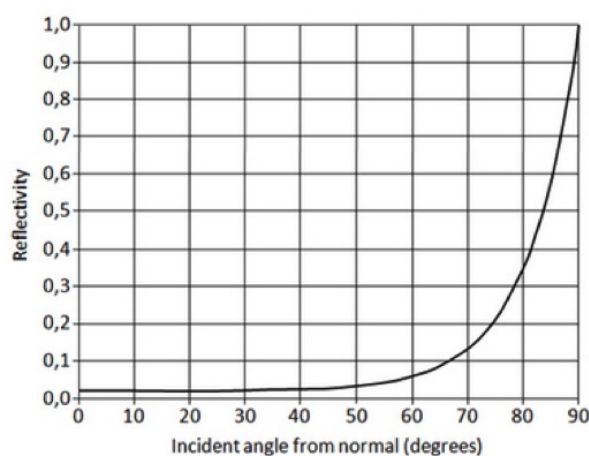
Wäre die Erde komplett mit Eis bedeckt, läge die globale Albedo bei 84%. Wäre die Erdoberfläche hingegen komplett von einem dunklen grünen Wald bedeckt, würden nur 14% der einfallenden Strahlung reflektiert (Carlowicz, 2014). Es gilt: je heller eine Oberfläche ist, desto höher ist ihre Albedo (vgl. Tabelle 3.1). Daher

hat frisch gefallener Schnee die höchste Albedo, während dunkle Oberflächen, wie beispielsweise Wälder, eine relativ geringe Albedo besitzen. Da Schnee vor allem in den hohen Breiten vorkommt und um den Äquator dunkle Oberflächen wie der tropische Regenwald dominieren, nimmt die Albedo annähernd breitenkreisparallel vom Äquator zum Pol zu (vgl. Abb. 3.3).

**Tab. 3.1:** Albeden verschiedener Oberflächen (Barry and Chorley, 2010, S.49).

Oberfläche	Albedo (in %)
Neuschnee	80-90
Altschnee	40-60
Wasser	6-10
Sand	30-35
Wiesen und Felder	18-25
Laubwald	15-18
Nadelwald	9-15
Tropischer Regenwald	7-15
Cumulonimbus	90
Stratocumulus	60
Cirrus	40-50

Bei Wasseroberflächen hängt die Albedo stark vom einfallenden Winkel der Sonnenstrahlung ab. In Abbildung 3.4 ist zu sehen, dass die Albedo ab einem Zenitwinkel von etwa 50 Grad exponentiell ansteigt. Das Reflexionsvermögen einer



**Abb. 3.4:** Abhängigkeit der Reflexion von Zenitwinkel der einfallenden Strahlung bei Wasseroberflächen (Soininen, 2013).

Wolke hängt von ihrer optischen Dicke ab, welche sich aus dem Mischungsverhältnis von Wasser und Eis, der Dichte von Wasser und Luft und aus dem Radius der Wolkentröpfchen zusammen setzen (Nenes et al., 2001, S.139). Da die optische Dicke dünner Wolken kleiner ist als diejenige dicker Wolken, ist die Albedo bei dünnen Wolken (z.B. Cirrus-Wolken) kleiner als bei dicken Wolken (z.B. Cumulonimbus) (Nenes et al., 2001, S.144).

Die Klimasensitivität der Albedo zeigt sich in diversen Rückkopplungseffekten wie beispielsweise der Eis-Albedo-Rückkopplung. Steigt die Albedo an, kühlt sich die Erde ab und die Eisbedeckung nimmt zu. Da Eis eine hohe Albedo hat, wird die Albedo in diesem Fall weiter ansteigen und eine weitere Abkühlung der Erde initiieren. Nimmt die Albedo stattdessen ab, erwärmt sich die Erde und die Eisbedeckung nimmt ab. Dadurch nimmt die Albedo weiter ab und die Erde wird sich immer weiter erwärmen (Wielicki et al., 2005, S.825).

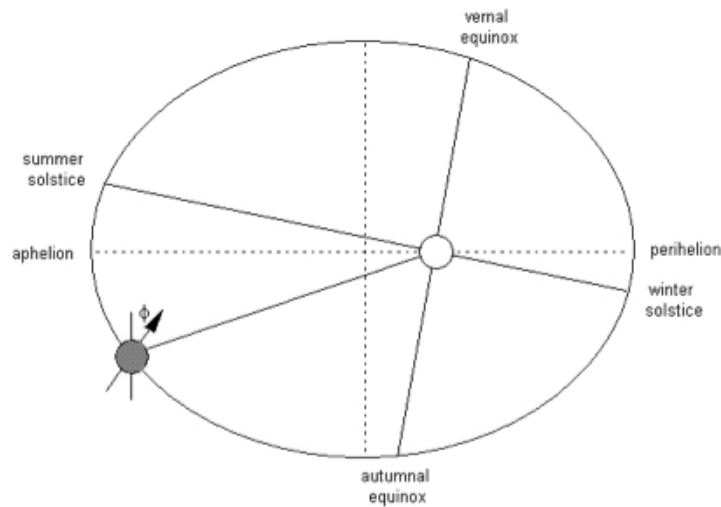
### 3.4 Unterschiede zwischen Nord- und Südhemisphäre

Nord- und Südhemisphäre erhalten nicht die gleichen Mengen an Energie von der Sonne und reflektieren diese aufgrund ihrer jeweiligen Beschaffenheit der Erdoberfläche unterschiedlich stark. Im Folgenden werden zuerst die hemisphärischen Abweichungen in der Energiezufuhr erläutert und anschließend auf die unterschiedlichen Gründe für die Reflexion der Solarstrahlung eingegangen.

Die beiden Hemisphären variieren sehr in ihrer jeweiligen Land-Meer-Verteilung. Die Nordhalbkugel ist zu 39% von Land bedeckt, während die Landoberfläche auf der Südhalbkugel lediglich 19% beträgt (Hupfer et al., 2006, S.13).

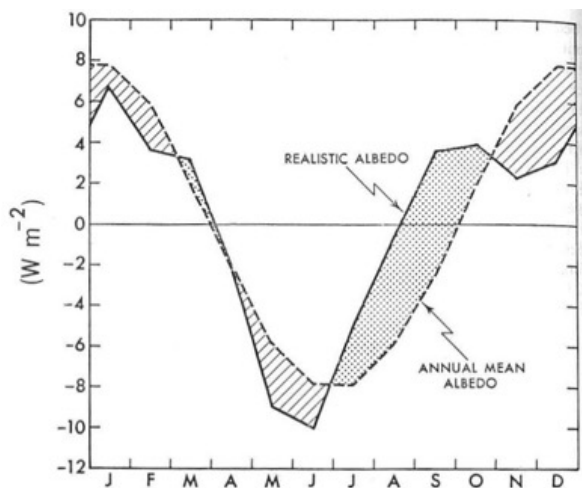
Da Landoberflächen allgemein ein höheres Rückstrahlvermögen besitzen als Wasseroberflächen (vgl. Tabelle 3.1), sollte die Nordhemisphäre eine höhere Albedo als die Südhemisphäre besitzen. Betrachtet man jedoch die globale Verteilung in Abbildung 3.3, erkennt man keine signifikanten Unterschiede der Albedo zwischen den beiden Hemisphären. Dies liegt daran, dass die Südhemisphäre in den mittleren Breiten einen hohen Bewölkungsgrad hat und Wolken eine verhältnismäßig hohe Albedo haben (vgl. Tabelle 3.1).

Der mittlere Abstand zwischen Erde und Sonne wird als 1 AE festgelegt und liegt bei  $1,49597870700 \cdot 10^{11}$  Metern (Luzum et al., 2011, S.296). Die Exzentrizität der Erdbahn beträgt 0,0167 (Peixoto and Oort, 1992, S.98). Dies hat zur Folge, dass der Abstand zwischen den beiden Himmelskörpern im Laufe eines Jahres variiert. Während die Erde im Januar 0,983 AE (in Abb. 3.5: winter solstice) von der Sonne entfernt ist, beträgt der Abstand im Juli 1,017 AE (in Abb. 3.5: summer solstice).



**Abb. 3.5:** Ellipsenförmige Bahn der Erde (grau) um die Sonne (weiß) (Sui, 2003).

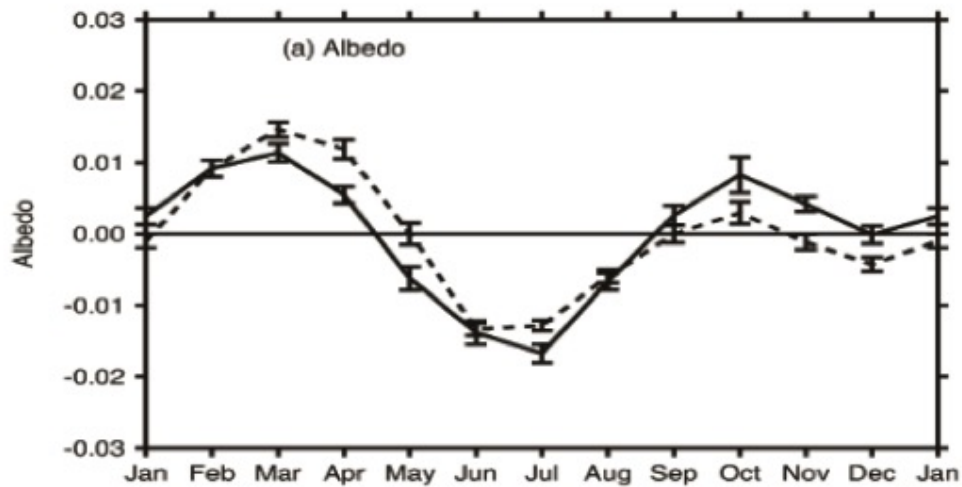
Daraus folgt, dass die Solareinstrahlung im Nordwinter höher ist als im Nordsommer, was wiederum bedeutet, dass der Anteil der reflektierten Strahlung während des Nordwinters höher ist als im Nordsommer. Die Differenz der zurückreflektierten Strahlung zwischen Juli und Januar beträgt  $16,1 \text{ W/m}^2$  und ist in Abbildung 3.6 zu sehen.



**Abb. 3.6:** Jährliche Variation der globalen Albedo durch die Änderung der Solarstrahlung (Peixoto and Oort, 1992, S.120).

Dies entspricht etwa 7% der emittierten Strahlungsenergie, wenn man davon ausgeht, dass die Erde bei einer effektiven Temperatur von 255 Kelvin (vgl. Kapitel 2.3) etwa  $238 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  emittiert (Peixoto and Oort, 1992, S.118ff.).

In Abbildung 3.6 ist sowohl der berechnete als auch der mittels Satelliten gemessene Jahresverlauf der globalen Albedo abgebildet. Die Unterschiede zwischen den beiden Kurven ergeben sich durch die jahreszeitlichen Schwankungen in der globalen Albedo (vgl. Abb. 3.7).



**Abb. 3.7:** Jahreszeitliche Schwankung der global gemittelten Albedo. Die durchgezogene Linie gilt für eine Albedo der gesamten Atmosphäre; die gestrichelte Linie gilt für eine Albedo einer wolkenfreien Atmosphäre (Stephens et al., 2015).

Neben diesem Jahresgang gibt es eine weitere systematische Variation der Albedo. Die höchsten Werte an reflektierter kurzwelliger Strahlung werden zum Zeitpunkt des Frühlingsäquinoktium (21. März) gemessen (vgl. Abb. 3.7). Verantwortlich ist hierfür einerseits die große Eis- und Schneebedeckung der nördlichen Landmassen und der Arktis und andererseits die Tatsache, dass im Gegensatz zum Nordwinter in der Arktis die Sonne wieder aufgeht und somit mehr Licht reflektiert werden kann. Ein zweites, etwas kleineres Maximum der Albedo-Werte tritt zum Zeitpunkt des Herbstäquinoktium (23. September) auf. Die Ursache liegt im hohen Bewölkungsgrad der mittleren südlichen Breiten und dem Meeris (Carlowicz, 2014).

Das Minimum im Nordsommer erklärt sich durch den Stand der Sonne am nördlichen Wendekreis (21. Juni). Zu diesem Zeitpunkt werden die großen Landoberflächen der Nordhemisphäre und der tropische Regenwald in den inneren Tropen bestrahlt. Da die Oberfläche der Nordhemisphäre im Sommer zum Großteil nicht von Schnee bedeckt ist, bestimmen die Albeden von Wald, Wiesen und Feldern das Rückstrahlvermögen. Wie in Tabelle 3.1 zu sehen ist, weisen diese Oberflächen lediglich eine Albedo von maximal 25% auf. In den inneren Tropen beträgt die Albedo aufgrund des tropischen Regenwaldes sogar nur 7-15 %. Damit ist die Albedo im Vergleich zum Nordfrühling und Südfrühling signifikant geringer (vgl. Abb. 3.7).

Aufgrund dieses Minimums im Nordsommer sollte man auch für den Südsommer (21. Dezember) ein Minimum der globalen Albedo erwarten können. Die Albedo ist im Vergleich zum September und März zwar ebenfalls geringer, jedoch sind die Unterschiede nicht so stark wie im Nordsommer, was vermutlich an dem hohen Bewölkungsgrad der Südhemisphäre liegt (Carlowicz, 2014). Der positive Einfluss der Bewölkung zeigt sich auch dadurch, dass die Albedo bei einer wolkenfreien Atmosphäre geringer wäre (vgl. Abb. 3.7). Ein weiterer potentieller Grund ist die Abhängigkeit der Wasser-Albedo vom Zenitwinkel der einfallenden Strahlung (vgl. Abb. 3.4). Da die Südhemisphäre zu 81% von Wasser bedeckt ist, werden zum Zeitpunkt des Südsommers große Flächen der Ozeane über einen langen Zeitraum mit einem teilweise hohen Zenitwinkel von der Sonne angestrahlt.

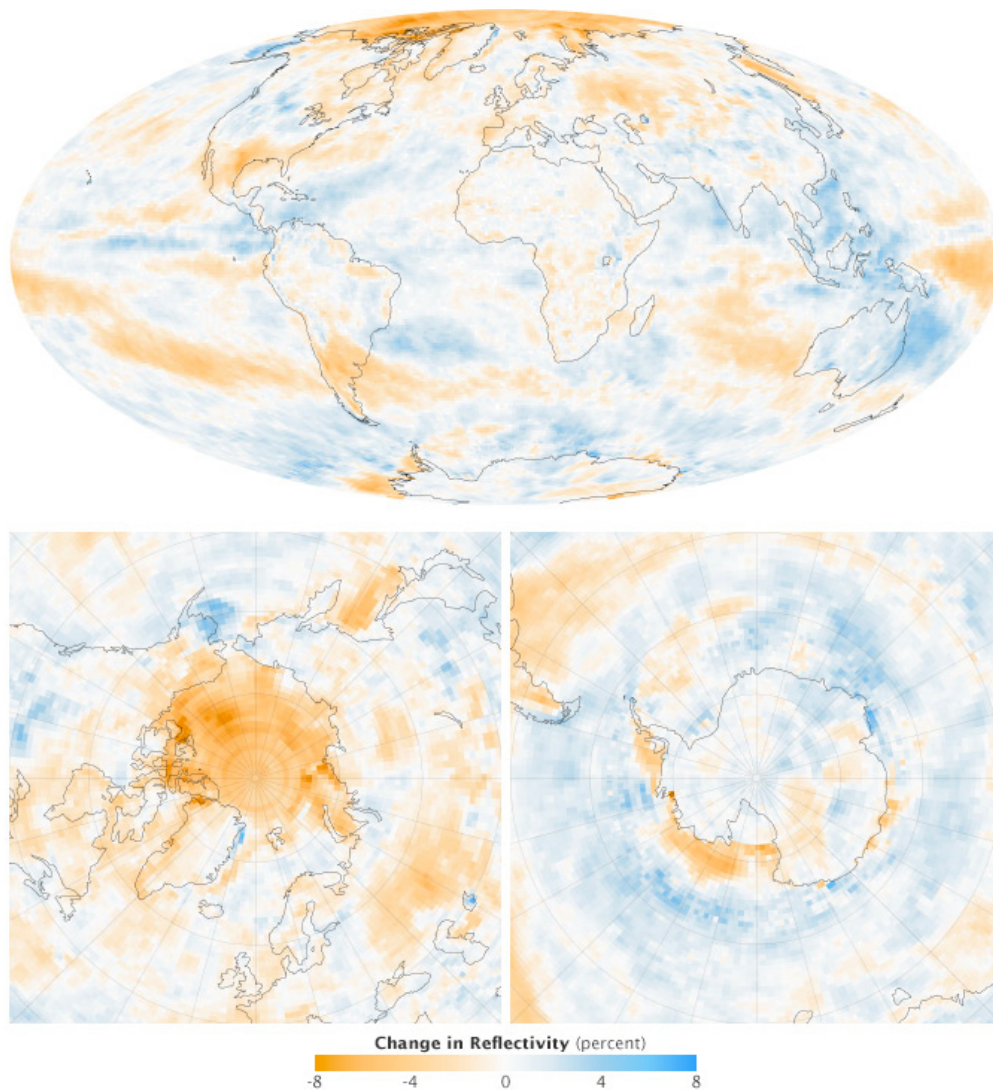
Diese dargelegten Faktoren führen dazu, dass die globale Albedo neben dem oben beschriebenen Jahresgang (vgl. Abb. 3.6) auch einem Halbjahresgang unterliegt (vgl. Abb. 3.7). Es kommt zu einer Überlagerung beider Effekte, welche für den Unterschied zwischen der berechneten und der gemessenen Kurve in Abbildung 3.6 verantwortlich sein könnte. Zu den Zeitpunkten der Äquinoktien ist in Abbildung 3.7 aus den oben genannten Gründen eine erhöhte Albedo zu verzeichnen. Parallel ist in Abbildung 3.6 ein Einbruch der gemessenen Albedo zu verzeichnen. Ebendieser Einbruch ist auch in den Temperaturwerten der Mesopause zu verzeichnen (vgl. Kapitel 4.3) und spielt im weiteren Verlauf dieser Arbeit eine wichtige Rolle.

### 3.5 Trends

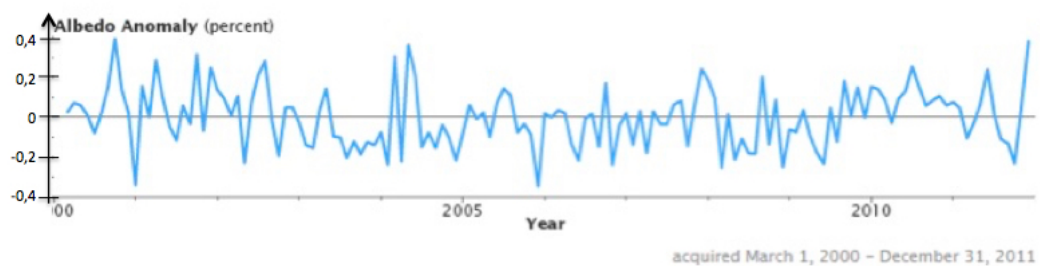
Wie bereits im Verlauf der Arbeit herausgearbeitet wurde, führen Veränderungen in der Eisbedeckung, der Bewölkung, der Luftverschmutzung und der Landoberfläche zu Änderungen der globalen Albedo.

Betrachtet man die Messergebnisse von CERES in Abbildung 3.8, so fällt auf, dass sich die Albedo von 2000 bis 2011 regional um mehrere Prozentpunkte geändert hat. Vor allem um den Nordpol sind starke Abnahmen im Reflexionsvermögen auszumachen. Die Ursache hierfür liegt in der konstanten Abnahme des Meereises über die letzten Jahre (vgl. Abb. 1.1 und Abb. 3.10), wobei das Eis durch



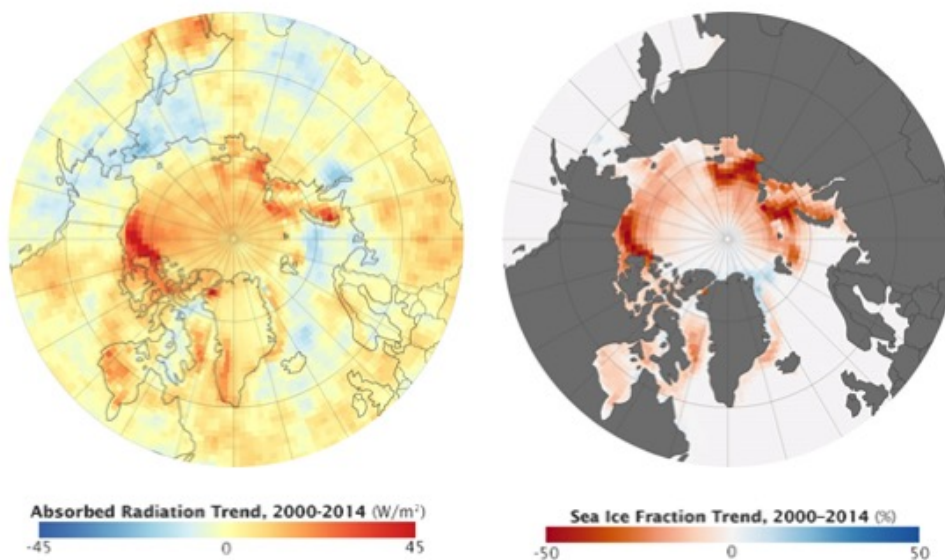


**Abb. 3.8:** Änderung der Reflexion (in %) im Zeitraum vom 1. März 2000 bis zum 31. Dezember 2011 für die gesamte Erde (oben), den Nordpol (links unten) und den Südpol (rechts unten). Erfassung der Daten durch CERES (Carlowicz, 2014).



**Abb. 3.9:** Abweichungen der globalen Albedo zwischen dem 1. März 2000 und dem 31. Dezember 2011 in %. Erfassung der Daten durch CERES (Carlowicz, 2014).

Meerwasser ersetzt wurde. Da Meereis eine Albedo von 30-40% (Kraus, 2004, S.107) hat, nimmt die Albedo bei einem Schmelzen des Meereises um 20-34% ab. Die Folge ist, dass weniger Strahlung reflektiert und mehr Strahlung absorbiert wird (vgl. Abb. 3.10) (Lynch, 2015). Vergleicht man die Abbildungen 3.8 und 3.10 miteinander, so erkennt man eine Ähnlichkeit zwischen der Abnahme des Meereises, der Abnahme der Albedo und der Zunahme in der Absorption der Strahlung. Betrachtet man hingegen die Änderungen der globalen Albedo (vgl. Abb. 3.9), ist zu erkennen, dass die Albedo zwar jährlichen Schwankungen von etwa 0,2% unterliegt, insgesamt jedoch auf einem konstanten Niveau bleibt und kein abnehmender bzw. zunehmender Trend zu erkennen ist.

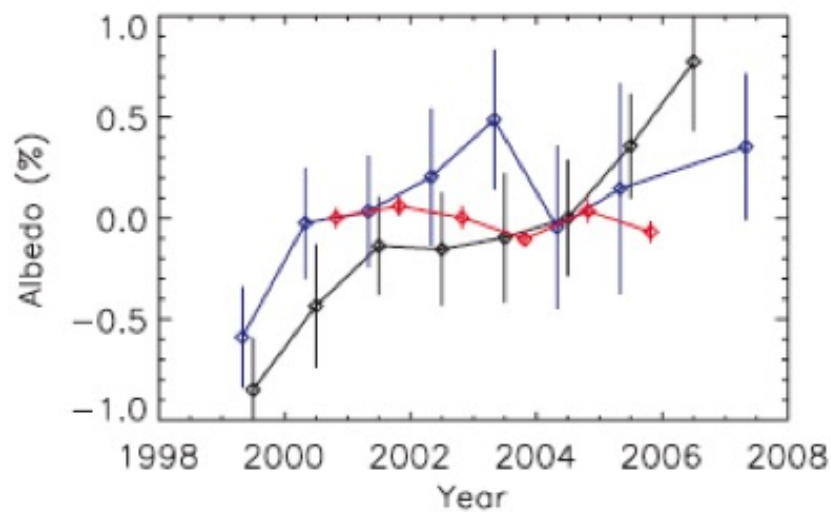


**Abb. 3.10:** Änderung der absorbierten Strahlung (links) und des Meereis-Anteils (rechts) in der Arktis zwischen 2000 und 2014. Erfassung der Daten durch CERES (Lynch, 2015).

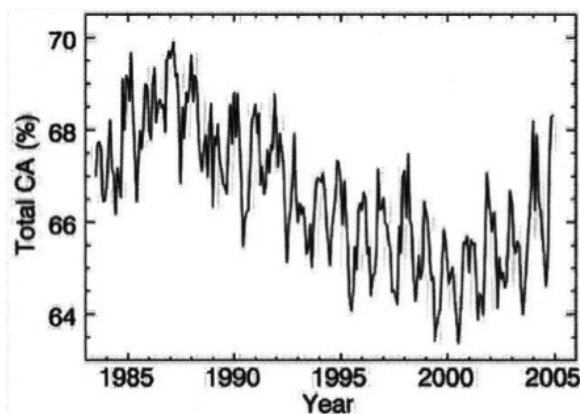
Mit den Erdschein Messwerten lässt sich für den Zeitraum von 2000 bis 2007 eine Zunahme der globalen Albedo erkennen (vgl. Abb. 3.11).

Die Erdschein Daten sind den Daten des „International Satellite Cloud Climatology Project“ (ISCCP), welches die Wolkenbedeckung der gesamten Erde beobachtet, im Verlauf ähnlich. Da Wolken einen großen Einfluss auf die planetare Albedo haben, können diese Daten auch für die Messung der Albedo herangezogen werden. Wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist, steigt der monatliche Bedeckungsgrad seit der Jahrtausendwende um 2-3% an (Pallè et al., 2006, S.37).





**Abb. 3.11:** Jährlich gemittelte Änderung der Albedo der Erde in % von ISCCP-Daten (schwarz), Erdschein-Daten (blau) und CERES-Daten (rot) zwischen 2000 und 2007 (Pallè et al., 2009, S.3).



**Abb. 3.12:** Monatlich gemittelter globaler Wolkenbedeckungsgrad aus den ISCCP-Daten (Pallè et al., 2006, S.38).

Die Unterschiede in den Ergebnissen zwischen der Erdschein-Methode und CERES könnten ihre Ursache darin haben, dass in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen gemessen wird. Während die Erdscheinmethode nur den sichtbaren Bereich abgedeckt, misst CERES auch die Reflexion im infraroten Bereich bis  $4 \mu m$ .

## **Kapitel 4**

# **Variabilität der Airglowschicht**

## 4.1 Airglow-Emissionen von angeregten Hydroxyl-Molekülen (OH\*)

Im Bereich der Mesopause und unteren Thermosphäre befindet sich eine leuchtende Atmosphärenschicht, welche im Englischen „Airglow“ genannt wird. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, kann sie nachts von der Internationalen Raumstation (ISS) beobachtet werden. Die Airglow-Schicht ist als dünne leuchtende Linie über der Erdoberfläche zu sehen.



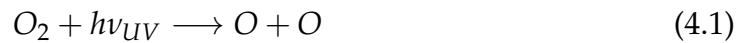
**Abb. 4.1:** Airglow-Schicht, aufgenommen von der ISS mit einer Nikon D4 Digital Kamera (Wilkinson, 2014).

Airglow kann in Wellenlängenbereichen von 75 nm (ultraviolett) über den sichtbaren (350-740 nm) (Leinert et al., 1998, S.20ff.) bis in den infraroten Bereich bis 9000 nm (Vallance Jones, 1973, S.357ff.) beobachtet werden. Die hellsten Emissionen treten zwischen  $1,4 \mu\text{m}$  und  $1,7 \mu\text{m}$  auf (Schmidt et al., 2013, S.125f.).

Die emittierte Strahlung stammt, abhängig vom Molekül, aus unterschiedlichen Höhenbereichen. In der Mesopause kommt es bei etwa 87 km über der Erdoberfläche zu Airglow-Emissionen von angeregten Hydroxyl-Molekülen (OH\*). Die Mächtigkeit der OH\*-Schicht beträgt etwa 8 km, wobei die Halbwertsbreite bei etwa 4 km liegt. Messungen haben ergeben, dass die Höhe der OH\*-Schicht jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen ist (vgl. Kapitel 4.3) (Schmidt et al., 2013, S.126ff.).

Durch Strahlungsübergänge aus verschiedenen Vibrations-Rotationsbanden kommt es zu OH\*-Emissionen und Strahlung wird abhängig vom Energieübergang zwischen  $0,52 \mu\text{m}$  bis ca.  $4 \mu\text{m}$  emittiert. Die dabei gemessene Strahlungsinintensität lässt einen Rückschluss auf die Rotationstemperatur des OH\*-Moleküls zu (Hoepfner, 2008, S.15). Zu der Anregung des Hydroxyls führt eine Kette von Sauerstoff-Wasserstoff-Reaktionen, welche nun im Einzelnen kurz erläutert werden.

Der in der Mesopause vorhandene molekulare Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) wird durch energiereiche ultraviolette Solarstrahlung ( $h\nu_{UV}$ ) in atomaren Sauerstoff aufgespalten (Photolyse):



Dabei entspricht  $h$  der Planck-Konstanten und  $\nu$  der Frequenz eines Photons.

Atomarer Sauerstoff ist reaktionsfreudig und reagiert mit molekularem Sauerstoff zu Ozon ( $\text{O}_3$ ). Diese Reaktion benötigt einen Stoßpartner („M“) wie beispielsweise molekularer Stickstoff ( $\text{N}_2$ ), um den Drehimpuls zu erhalten:



Die Anregung des Hydroxyls geht aus einer exothermen chemischen Reaktion hervor, bei der Ozon ( $\text{O}_3$ ) mit atomarem Wasserstoff (H) reagiert und molekularer Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) sowie Hydroxyl-Moleküle produziert werden:



Bei der Reaktion wird eine Energie von 77 kcal/mol freigesetzt, die ausreicht, um die entstandenen OH-Moleküle zu Rotations- und Vibrationsschwingungen anzuregen (Le Texier et al., 1987, S.978).

Indem das angeregte Hydroxyl elektromagnetische Strahlung ( $h\nu_{OH^*}$ ) abgibt, geht es in einen energetisch günstigeren Zustand über:



Atomarer Sauerstoff reagiert mit dem Hydroxyl zu molekularem Sauerstoff und gibt den atomaren Wasserstoff wieder frei. Dabei entsteht angeregter molekularer Sauerstoff ( $\text{O}_2^*$ ):



Wie das angeregte Hydroxyl erreicht auch der angeregte molekulare Sauerstoff durch die Abgabe von Strahlung ( $h\nu_{\text{O}_2^*}$ ) einen energetisch günstigeren Zustand:



Die Nettoreaktion der Reaktionen 4.1 bis 4.5 lautet daher:



Diese Reaktionskette besagt, dass der durch die Photolyse entstandene atomare Sauerstoff wieder zu molekularem Sauerstoff reagiert. Dabei wird jedoch die „gespeicherte“ Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung freigegeben (Hoeppner, 2008, S.15ff.). Im Gegensatz zur Photolyse, bei der die Energie aus dem ultravioletten Bereich gebunden wird, erfolgt die Freigabe im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich ( $h\nu_{OH^*}$ ) (Hoeppner, 2008, S.43). In diesem Fall reicht die während des Tages gespeicherte solare Energie aus, um die Reaktion auch nachts ablaufen zu lassen und die elektromagnetische Strahlung in Form des „Airglow“ abzugeben (Hoeppner, 2008, S.15ff.).

Die OH\*-Airglow-Schicht kann mit verschiedenen Methoden gemessen werden. Beispielsweise beobachten satellitenbasierte Messinstrumente die OH\*-Airglow-Schicht aus dem Weltraum. Neben dieser Methode und raketengestützten Messinstrumenten (Hoeppner, 2008, S.15) gibt es auch bodengebundene Messsysteme wie das Infrarot-Spektrometer GRIPS („GRound-based Infrared P-branch Spectrometers“) (Schmidt et al., 2013, S.125f.).

## 4.2 Temperaturmessung durch GRIPS

Das bodengebundene Infrarot-Spektrometer GRIPS erfasst während der Nacht die Emissionen der Vibrations-Rotationsübergänge der OH\*(3,1)-Bande. Daraus kann auf recht einfache Art und Weise auf die Rotations-Temperatur der OH\*(3,1)-Bande geschlossen werden (siehe Bittner et al. (2000)), welche der kinetischen Temperatur der Atmosphäre in einer Höhe von 87 km nahe kommt (Bittner et al., 2000, S. 2046).

Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau des Instrumentes GRIPS 6. Die von den OH\*-Molekülen in etwa 87 km Höhe emittierte Infrarotstrahlung trifft auf einen Spiegel, der das Licht bündelt. Über ein Reflexionsgitter und einen fokussierenden Spiegel wird die Strahlung durch eine zylindrische Linse auf einen Detektor gelenkt. Dieser kann die Strahlung nachweisen und wandelt sie in einen elektrischen Spannungsimpuls um (Schmidt et al., 2013, S.126ff.).

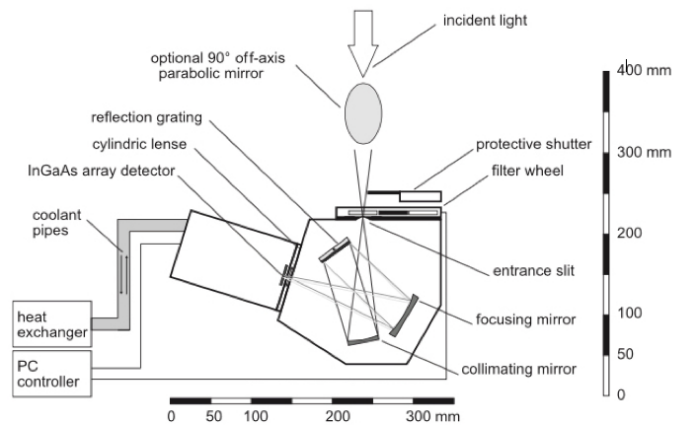


Abb. 4.2: Aufbau des GRIPS 6 Instrumentes (Schmidt et al., 2013, S.126).

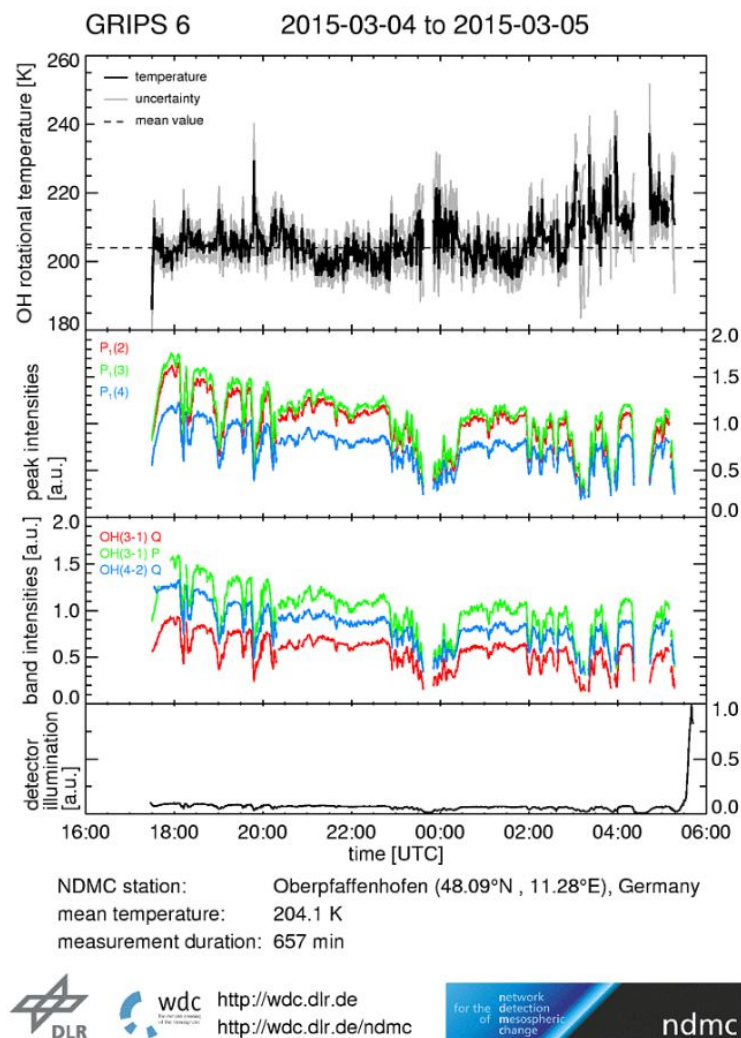


Abb. 4.3: Temperatur- und Intensitätsverlauf einer Messnacht von GRIPS 6 in Oberpfaffenhofen (48.09°N, 11.28°E), Deutschland. (NDMC (2015)).

In dieser Arbeit werden Daten der Geräte GRIPS 2 und GRIPS 6 verwendet (s. Kapitel 5).

In Abbildung 4.3 ist der Temperatur- und Intensitätsverlauf einer Messnacht zu sehen. Neben der Rotationstemperatur der OH\*-Moleküle ist die Peak-Intensität von drei Emissionslinien, die Band-Intensität von drei Bändern sowie die Beleuchtung des Detektors dargestellt.

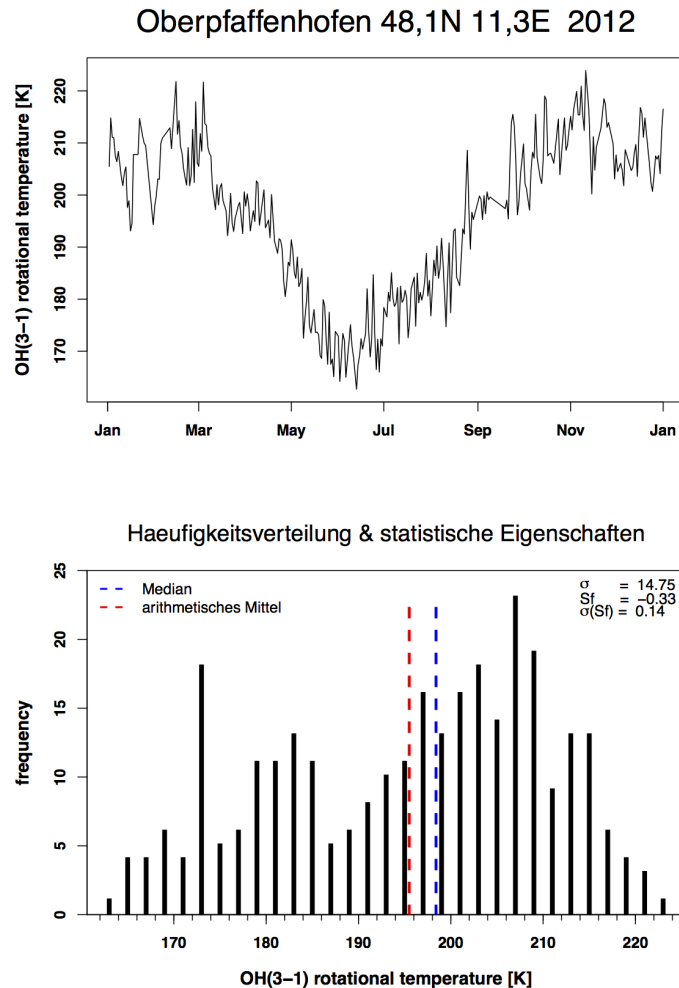
### 4.3 Variabilität der OH-Temperatur

Im Verlauf eines Jahres unterliegt die OH-Temperaturkurve Schwankungen von bis zu 100 Kelvin. Dabei verhält sich der Jahresgang entgegengesetzt zu den Temperaturwerten an der Erdoberfläche. Im jeweiligen Winter erreichen die Temperaturen ihre maximalen Werte, während im Sommer die niedrigsten Temperaturen zu verzeichnen sind (vgl. Abb. 4.4). Verantwortlich für dieses Verhalten ist eine meridionale Zirkulation zwischen den beiden Polen, welche durch Schwerewellen ausgelöst wird.

Zusammengefasst kann man Schwerewellen als auf- und abschwingende Luftpakete beschreiben; die Bewegung einmal vertikal ausgelenkter Luftpakete wird durch die Bilanz aus Auftriebs- und Schwerkraft beschrieben. Während ihre horizontale Wellenlänge typischerweise von ca. zehn bis tausend Kilometer reichen kann, variiert ihre vertikale Wellenlänge innerhalb einiger 100 Meter bis hin zu einigen Kilometern. Die Periodendauer von Schwerewellen liegt zwischen fünf Minuten und einigen Stunden.

Schwerewellen können sich ausgehend von der Troposphäre bis in die obere Atmosphäre ausbreiten, wobei die vertikale Amplitude einer Schwerewelle mit der Höhe zunimmt. Wenn die Amplitude so groß ist, dass die Schwerewelle instabil wird und Konvektion einsetzt, führt dies zum Brechen der Welle. Infolgedessen kommt es zu einem Energie- und Impulsübertrag auf die umgebende Atmosphäre, was zu einer Störung des Gleichgewichtes zwischen der Corioliskraft und der Druckgradientkraft führt (Andrews, 2010, S.128ff.). Diese Störung ermöglicht eine meridionale Zirkulation zwischen beiden Polen. Aufsteigende Luftmassen über dem Sommerpol stehen absinkenden Luftmassen über dem Winterpol gegenüber. Beim Aufstieg der Luftmassen dehnen sich diese adiabatisch aus und kühlen daher ab, während es beim Absinken der Luftmassen zur Kompression und damit zu einer Erwärmung kommt. In der Mesopause hat dies zur Folge,

dass die Temperatur über dem Sommerpol um 60-80 Kelvin niedriger ist als über dem Winterpol.

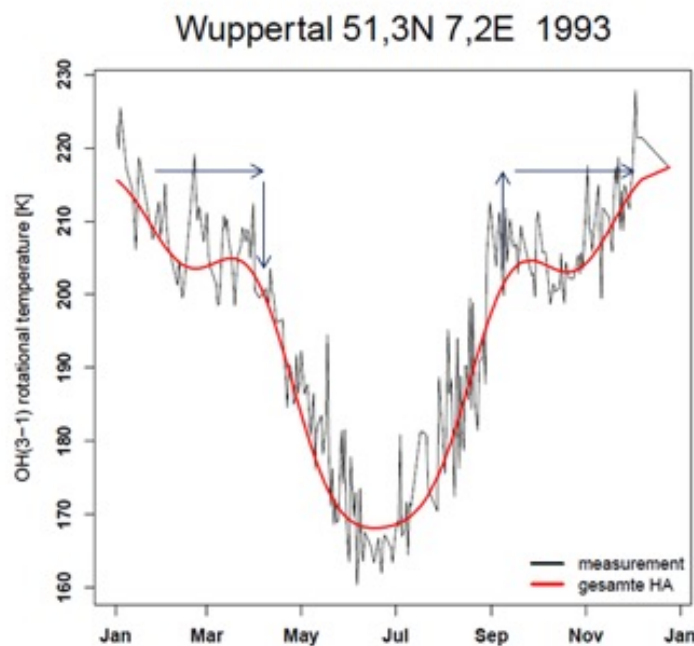


**Abb. 4.4:** Oben: Verlauf der nächtlich gemittelten OH\*-Temperaturen. Unten: Häufigkeitsverteilung (eingeteilt in Klassen von 2 Kelvin) mit statistischen Parametern ( $\sigma$ : Standardabweichung, Sf: Schiefemaß,  $\sigma(\text{Sf})$ : Standardabweichung der Schiefe) über Oberpfaffenhofen (48,1°N, 11,3°E) im Jahr 2012. Die Bedeutung der statistischen Parameter wird in Kapitel 5.1.3 erläutert. Die Herleitung der Standardabweichung und des Schiefemaßes ist in Anhang B erläutert.

Die Temperaturwerte häufen sich vor allem dann, wenn sich die Temperaturkurve in der Nähe ihrer Extremwerte befindet (vgl. Abb. 4.4). Dies bedeutet, dass die Temperaturübergänge von Sommer zu Winter (und umgekehrt) relativ rasch verlaufen, während zur Zeit der Sonnenwenden relativ konstante Temperaturverhältnisse vorherrschen. In guter Näherung beschreibt der Jahresgang einen sinusförmigen Verlauf.



Wie exemplarisch in Abb. 4.5 zu sehen ist, zeigt sich in den Messdaten häufig eine markante Abweichung vom idealen sinusförmigen Jahresgang. Um den Zeitpunkt der Herbst- und Frühlingsäquinoktien bleibt die Temperatur bisweilen über mehrere Tage bis Wochen relativ konstant oder bricht sogar ein. Solch eine Abweichung von dem zu erwartenden linearen Verlauf zwischen den Extremwerten wird nachfolgend als „Dip“ bezeichnet.



**Abb. 4.5:** Verlauf der nächtlich gemittelten OH\*-Temperaturen über Wuppertal (51,3°N, 7,2°E) im Jahr 1993. Die Kurve der Harmonischen Analyse dient zur Veranschaulichung der Dips im Frühling und Herbst. Die Pfeile kennzeichnen die Dip-Bereiche.

Im direkten Vergleich zwischen Abbildung 3.6 und 4.5 kann festgestellt werden, dass der Dip dem Einbruch der Albedokurve ähnelt, was auf einen Zusammenhang zwischen der Albedo und Mesopause hindeutet und nach der anschließenden Analyse der Dips genauer untersucht wird.

## **Kapitel 5**

# **Daten und Analysemethoden**

## 5.1 Datengrundlage

Die Grundlage für diese Arbeit bilden die Nachtmittelwerte der GRIPS 2 Daten von 1987 bis 2009 sowie die GRIPS 6 Daten von 2010 bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt. Beide GRIPS Instrumente gehören zum „Network for the Detection of Mesospheric Change“ (NDMC) (NDMC, 2015).

### 5.1.1 Wuppertaler Temperaturzeitreihe: GRIPS 2

GRIPS 2 befindet sich an der Universität Wuppertal (51,25°N, 7,15°O). Der Datensatz setzt sich aus dem Datum, einer Variante des Julian-Datums mit Beginn am 1.1.1980 und dem Temperaturmittelwert der jeweiligen Nacht zusammen (vgl. Tab. 5.1). Vor allem in den Wintermonaten ist oftmals aufgrund ungünstigen Wetters, wie beispielsweise einer geschlossenen Wolkendecke, keine Messung möglich. Daher existieren in der Zeitreihe immer wieder Datenlücken von mehreren Tagen. Nächte, in denen kein Messwert vorhanden ist, treten in diesem Datensatz nicht auf. In Tabelle 5.1 fehlt daher die Nacht vom 12. Juli 1987.

Mit Ausnahme der ersten Monate des Jahres 1990 hat GRIPS 2 seit 1987 bis 2010 durchgehend die OH\*-Temperatur von Wuppertal aus gemessen und bildet somit die längste Zeitreihe von allen GRIPS-Instrumenten (Hoeppe, 2008, S.73f.).

**Tab. 5.1:** Ausschnitt aus dem Datensatz der Wuppertaler Zeitreihe.

Tag im Jahr	modifiziertes Julian-Datum	Tag	Monat	Jahr	Messwert
190	2747	9	7	87	172,67
191	2748	10	7	87	167,46
192	2749	11	7	87	170,46
194	2751	13	7	87	169,35

### 5.1.2 Temperaturzeitreihe aus Oberpfaffenhofen

Im Januar 2009 wurde GRIPS 6 in Oberpfaffenhofen (48,09°N, 11,27°O) am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Betrieb genommen. Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz setzt sich aus dem Datum, dem Julian-Datum, dem Tag im Jahr, dem Nachtmittelwert, dem statistischen Fehler, dem kältesten und dem wärmsten Wert, der Anzahl an Messstunden sowie einem Modellwert

zusammen. Es werden die Daten von 2010 bis in das Frühjahr 2015 verwendet. Im Gegensatz zum Datensatz von GRIPS 2 treten im Datensatz von GRIPS 6 auch die Nächte, in denen kein Nachtmittelwert abgeleitet werden konnte, auf. In diesem Fall wird der Nachtmittelwert mit „NaN“ angegeben. Ein Temperaturwert wird angegeben, wenn es in einer Nacht mehr als zwei Messstunden gibt.

**Tab. 5.2:** Ausschnitt aus dem Datensatz von GRIPS 6.

Datum	Julian-Datum	Tag im Jahr	Nacht-mittelwert	statis-tischer Fehler	kält-ester Wert	wärm-ster Wert	Mess-stunden	Modell-wert
200902_0102	2452865	33	NaN	NaN	NaN	NaN	0,00	194,4
200902_0203	2452866	34	226,1	0,30	NaN	NaN	8,71	194,5
200902_0304	2452867	35	229,1	0,20	NaN	NaN	12,92	194,7
200902_0405	2452868	36	230,7	0,20	NaN	NaN	13,21	194,9

### 5.1.3 Statistische Analyse

Aus beiden Datensätzen kombiniert sich eine 27-jährige Zeitreihe von Ende 1987 bis Anfang 2015 über die Nachtmittelwerte in der Mesopausenregion. Die Vergleichbarkeit von GRIPS 1 und GRIPS 2 wird in Offermann et al. (2010) aufgezeigt. Da die Standorte von GRIPS 1 und GRIPS 6 vom Breitengrad nur geringfügig voneinander abweichen, kann man GRIPS 2 und GRIPS 6 ebenfalls miteinander zu einer Zeitreihe kombinieren (Schmidt, persönliche Kommunikation).

Wie bereits in Kapitel 4.3 thematisiert, ähnelt die OH-Temperaturkurve über den gesamten Zeitraum der Zeitreihe einer Sinusschwingung (vgl. Abb. 5.3). Vergleicht man jedoch das Häufigkeitshistogramm einer Sinusschwingung mit dem Häufigkeitshistogramm der Zeitreihe, so erkennt man deutliche Unterschiede. Die Häufigkeitsverteilung der Sinusschwingung zeigt zwei gleich große Modi jeweils im Maximum und Minimum der Sinuskurve und wird daher auch bimodale Verteilung genannt (vgl. Abb. 5.2).

Das Histogramm der Zeitreihe über die Nachtmittelwerttemperaturen der Mesopausenregion (vgl. Abb. 5.3) entspricht hingegen keiner reinen bimodalen Verteilung. Zwar gibt es zwei Modi, jedoch ist der Modus um 205 Kelvin deutlich ausgeprägter als der Modus bei 180 Kelvin. Zudem befinden sich die Modi nicht wie in Abbildung 5.2 am Rand des Wertebereichs. In Abbildung 5.3 ist zudem

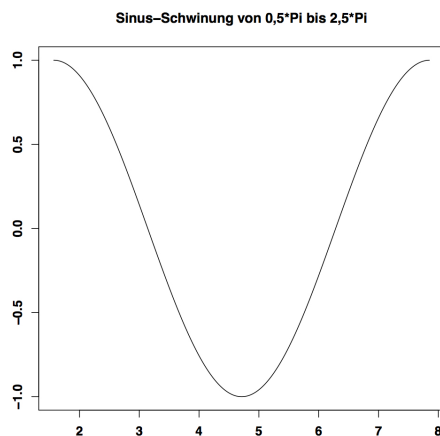


Abb. 5.1: Sinus-Schwingung

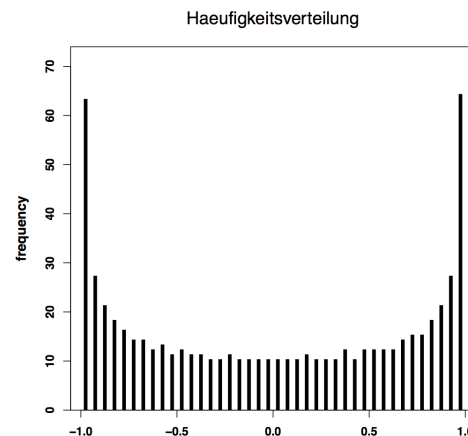
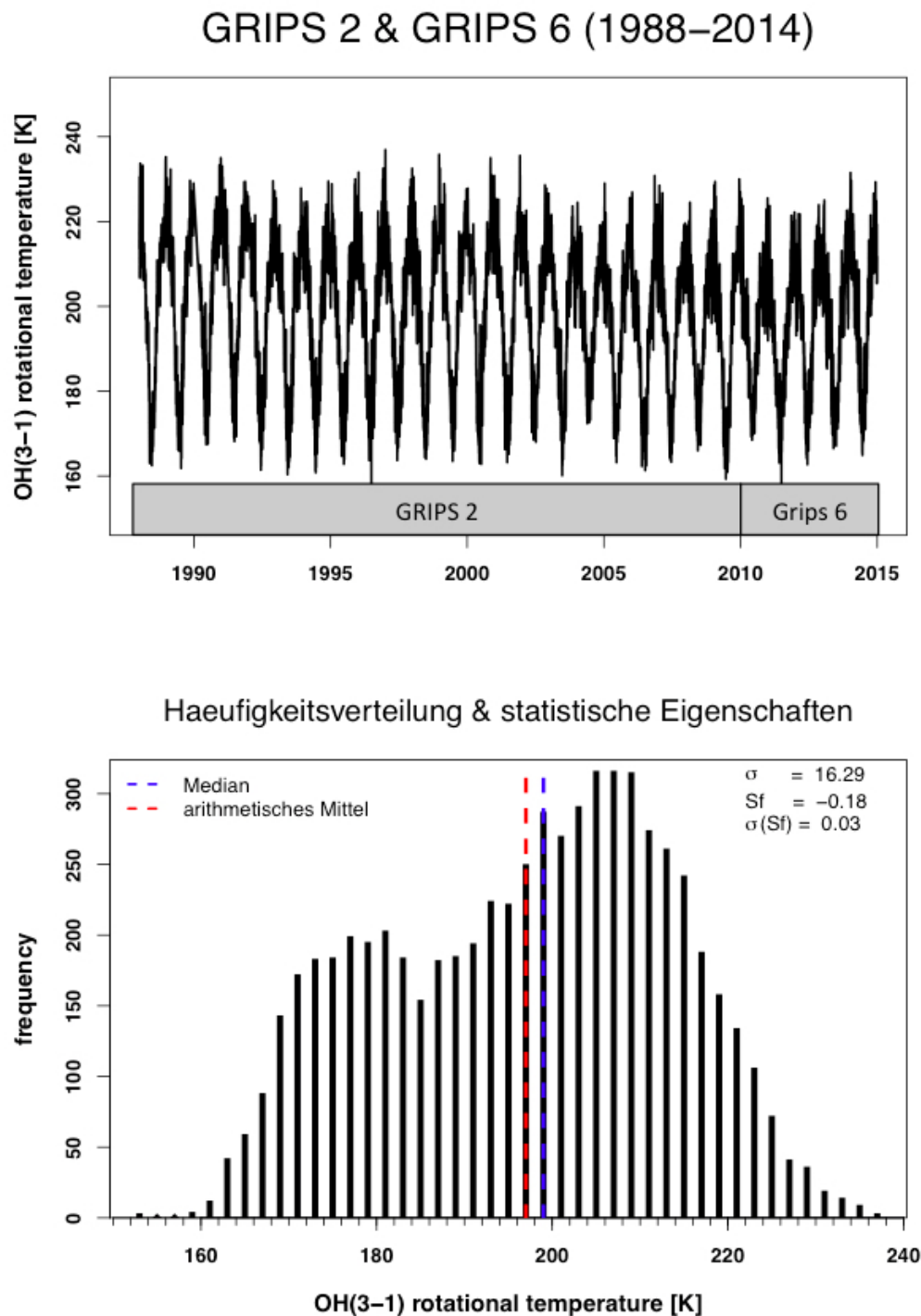


Abb. 5.2: Häufigkeitsverteilung einer Sinus-Schwingung

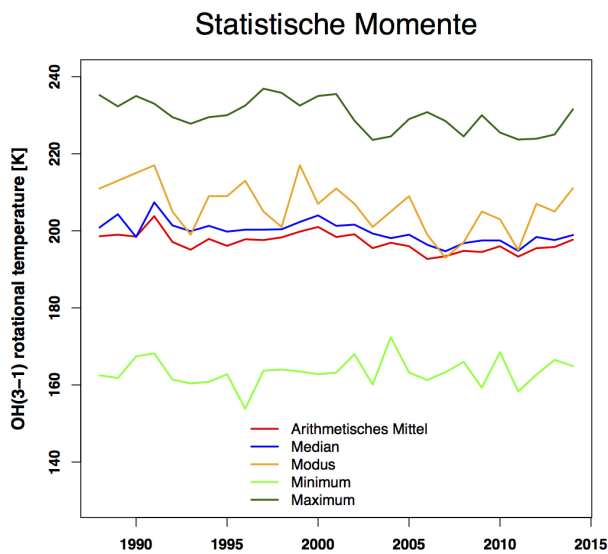
zu erkennen, dass das Wintermaximum jeweils breiter als das Sommerminimum ist. Dies spricht dafür, dass es sich bei dem Verlauf der Mesopausentemperatur um das Resultat von mehreren sich überlagernden Sinusschwingungen und natürlichen, kleinskaligen Fluktuationen, die dem Jahresgang überlagert sind, handelt.

Der Temperaturverlauf kann anhand diverser statistischer Parameter (arithmetisches Mittel, Median, Modus, Extremwerte) untersucht werden.

Der Modus kennzeichnet die Temperaturklasse, welche am häufigsten im gewählten Zeitraum vorkommt. Das arithmetische Mittel gibt die durchschnittliche Temperatur im jeweiligen Zeitraum an, während der Median den Wertebereich der Temperatur in zwei gleich große Hälften teilt. Die Analyse der Daten zeigt, dass das arithmetische Mittel stets kleiner ist als der Median. Dies bedeutet, dass die Temperaturwerte, die geringer sind als der Median, häufiger auftreten als die Werte, welche einen höheren Wert als der Median aufweisen. Folglich ist das Schiefemaß negativ und es handelt sich bei jedem Jahr der Zeitreihe um eine linksschiefe Verteilung. Kennzeichnend für eine linksschiefe Verteilung sind sowohl der langsame Anstieg der Häufigkeit der Temperaturwerte, welche geringer als der Modus ist, als auch der steile Abfall der Häufigkeit nach Überschreitung des Modus (vgl. Abb. 5.3). Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass die Datendichte im Sommer deutlich höher ist als im Winter und damit mehr Nächte mit geringen Temperaturwerten in die Analyse eingehen.



**Abb. 5.3:** Statistische Analyse der Messdaten von 1988 bis 2014. Im oberen Diagramm ist der Temperaturverlauf über den gesamten Zeitraum zu sehen. Im unteren Diagramm sind die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte und statistische Parameter abgebildet. Die Temperaturwerte werden in Klassen der Größe von zwei Kelvin eingeteilt.

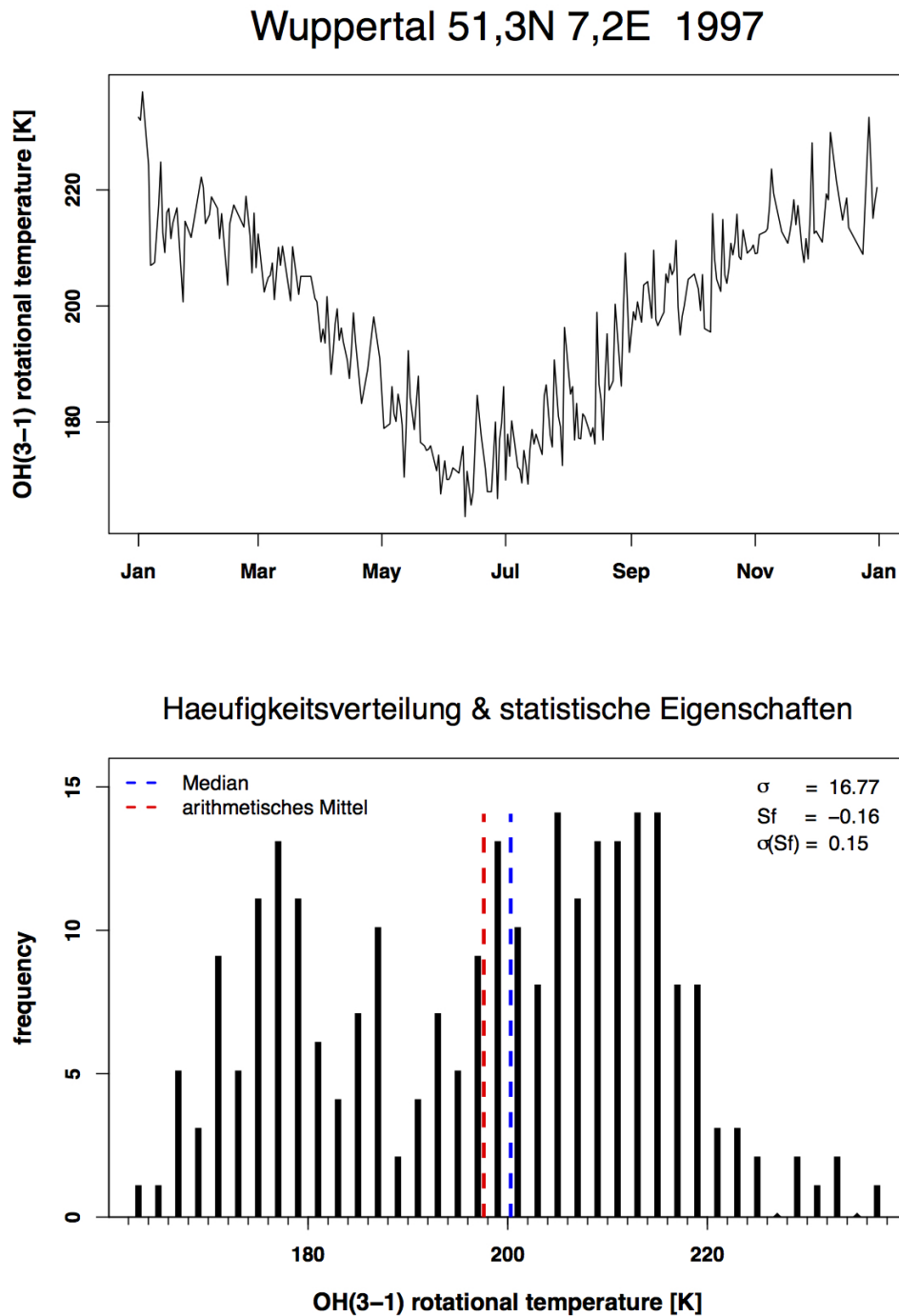


**Abb. 5.4:** Vergleich der statistischen Momente der einzelnen Jahre von 1988 bis 2014. Im Jahr 1990 sind die Wintermonate aufgrund der Datenlücke kaum vorhanden und daher nicht repräsentativ

Ohne diese Datenlücken würde das Wintermaximum daher noch stärker ausfallen.

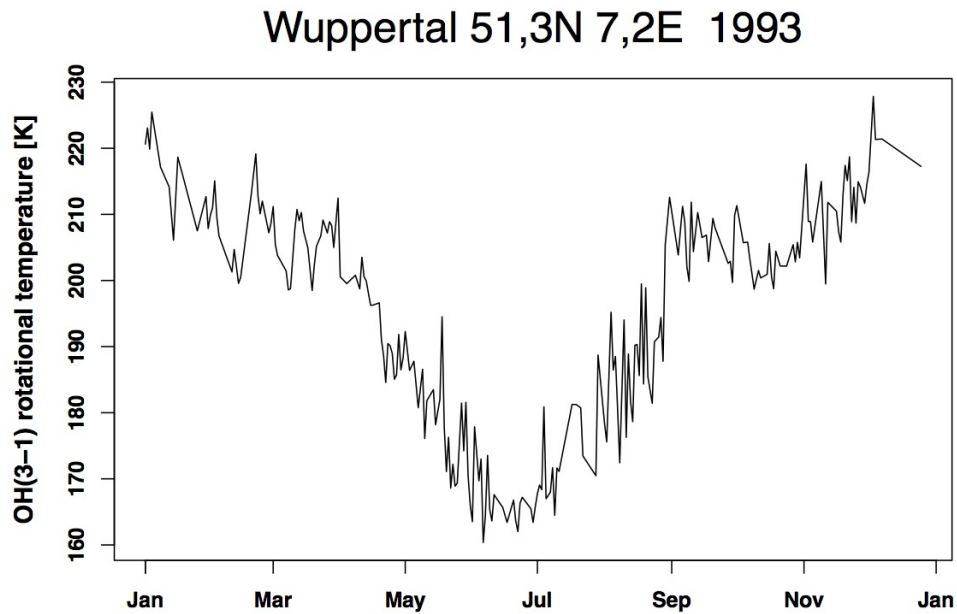
Vergleicht man die Häufigkeitsverteilungen der einzelnen Jahren miteinander, erkennt man deutliche Unterschiede in der Ausprägung der Extrema von Jahr zu Jahr. So gibt es in Abbildung 5.5 zwei deutlich von einander abgetrennte Maxima bei 176 Kelvin und 205 - 215 Kelvin während in Abbildung 5.6 abgesehen von dem Peak bei 180 Kelvin, lediglich ein ausgeprägtes Maximum bei 200 Kelvin auftritt.

Betrachtet man die Temperaturkurven der beiden Jahre, fallen Unterschiede im Temperaturverlauf in den Monaten um die Äquinoktien auf. Während in Abbildung 5.5 die Temperaturkurve zwischen den Extremwerten näherungsweise dem Verlauf einer Sinuskurve folgt, sind in Abbildung 5.6 deutliche Abweichungen vom Jahresgang zu erkennen.

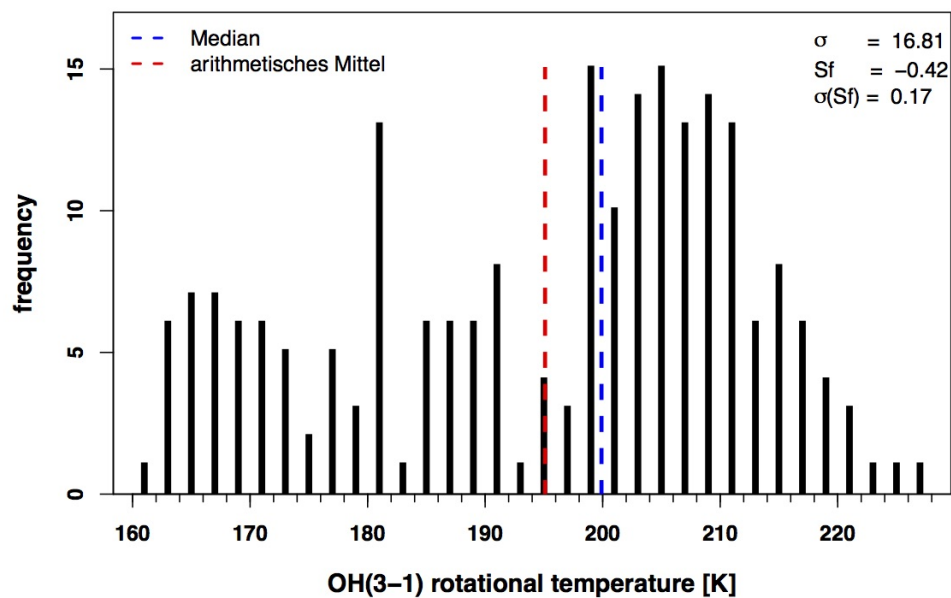


**Abb. 5.5:** Statistische Analyse der Messdaten von 1997. Im oberen Diagramm ist der Temperaturverlauf über den gesamten Zeitraum zu sehen. Im unteren sind die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte und statistische Parameter abgebildet. Die Temperaturwerte werden in Klassen der Größe von zwei Kelvin eingeteilt.





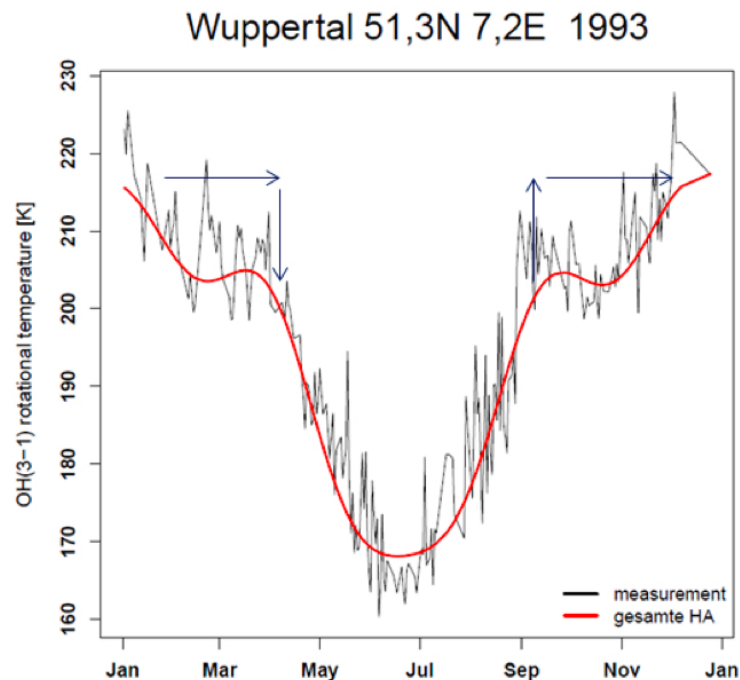
### Häufigkeitsverteilung & statistische Eigenschaften



**Abb. 5.6:** Statistische Analyse der Messdaten von 1993. Im oberen Diagramm ist der Temperaturverlauf über den gesamten Zeitraum zu sehen. Im unteren Diagramm sind die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte und statistische Parameter abgebildet. Die Temperaturwerte werden in Klassen der Größe von zwei Kelvin eingeteilt.

## 5.2 Ermittlung des Dips mittels des Dipindex

Diese Abweichungen vom erwarteten linearen Verlauf zwischen den Extrema werden als Dip bezeichnet.



**Abb. 5.7:** Verlauf der OH(3-1) Rotationstemperatur im Jahr 1993 erfasst durch GRIPS 2. Die Messdaten werden mittels einer Kurvenanpassung geglättet und veranschaulichen die Dips im Frühjahr und Herbst. Die Pfeile kennzeichnen die Dip-Bereiche.

Im Folgenden wird ein Verfahren zur Modellierung der Jahresgänge erläutert, bevor anschließend die Herbst- und Frühjahrszeiträume genauer analysiert werden.

### 5.2.1 Modellierung der Jahresgänge mittels der Spline-Interpolation

Die Messdaten können durch eine Spline-Interpolation modelliert werden. Dadurch kann der gemittelte Verlauf der Messdaten dargestellt werden. Bei der Spline-Interpolation werden die Daten mittels einer bestimmte Anzahl an Knoten interpoliert. Diese Knoten werden auch Stützstellen genannt.

Die Qualität der Interpolation ist dabei abhängig von der Anzahl der Stützstellen. Wählt man zu wenige Stützstellen, werden die Originaldaten zu stark geglättet

und wesentliche Informationen können verloren gehen. Falls zu viele Stützstellen gewählt werden, fällt die Glättung zu schwach aus und unerwünschte kleinskalige Fluktuationen bleiben erhalten. Bei der Untersuchung der Mesopausentemperatur im Verlauf eines Jahres hat sich eine Knotenzahl zwischen 20 und 200 als geeignet herausgestellt. Die Dips werden mittels eines Spline-Fits mit 50 Stützstellen analysiert.

Der Vergleich der dargestellten Dips durch die Spline-Interpolation von 1987 bis 2014 hat ergeben, dass die Frühjahrdips meist im Zeitraum von Februar bis April und die Herbstdips häufig zwischen September bis November auftreten. Zudem sind vor der Jahrtausendwende die Herbstdips ausgeprägter als die Frühjahrdips. In den Jahren des 21. Jahrhunderts ist eine gegenteilige Entwicklung zu beachten.

Um diese Beobachtungen quantitativ zu untersuchen, wurden zwei Verfahren entwickelt, die es ermöglichen, die Dauer und Ausprägung der Dips zu bestimmen.

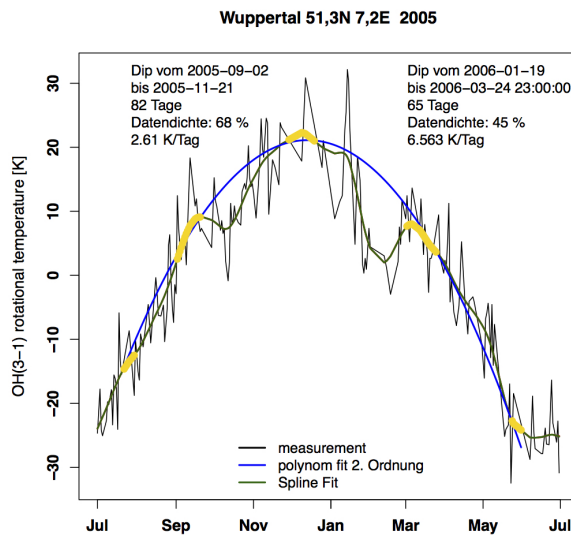
### 5.2.2 Analyse der Dips

Nachdem die Dips durch die Kurvenanpassung visuell wiedergegeben wurden, ist zu untersuchen, wie man die Abweichungen vom idealisierten Temperaturverlauf quantifizieren kann. Daher wird im Folgenden versucht mittels eines Parabel- bzw. eines Tangentenfits die Temperaturkurve so darzustellen, wie sie aussehen würde, wenn es keine Dips im Frühjahr und Herbst gäbe. Anschließend kann man durch den Unterschied zwischen der Spline-Interpolation und dem Parabel- bzw. Tangentenfit eine quantitative Größe für den Dip ableiten.

#### Eingrenzung der Dips mithilfe einer Parabel (Polynom Fit 2. Grades)

Es hat sich gezeigt, dass die Dips mithilfe einer Parabel besser einzugrenzen sind, wenn man den Jahresgang der Temperatur von Anfang Juli bis Ende Juni des darauffolgenden Jahres betrachtet. Somit befindet sich das Temperaturmaximum der Wintermonate im Zentrum des Datensatzes, während die minimalen Temperaturwerte der Sommermonate zu Beginn und zu Ende des Zeitraums verzeichnet werden. Über diesen Zeitraum wird ein Polynom Fit 2. Grades gelegt, wofür Punkte in verschiedenen Zeiträumen im Datensatz als sogenannte Stützpunkte definiert werden. Die Zeiträume der Stützpunkte befinden sich um das Maxi-

mum im Winter, die Minima zu Beginn und Ende des betrachteten Datensatzes und die Zeiträume vor Beginn des Herbstdips und nach Ende des Frühlingsdips (vgl. Abb. 5.8: gelb markiert).



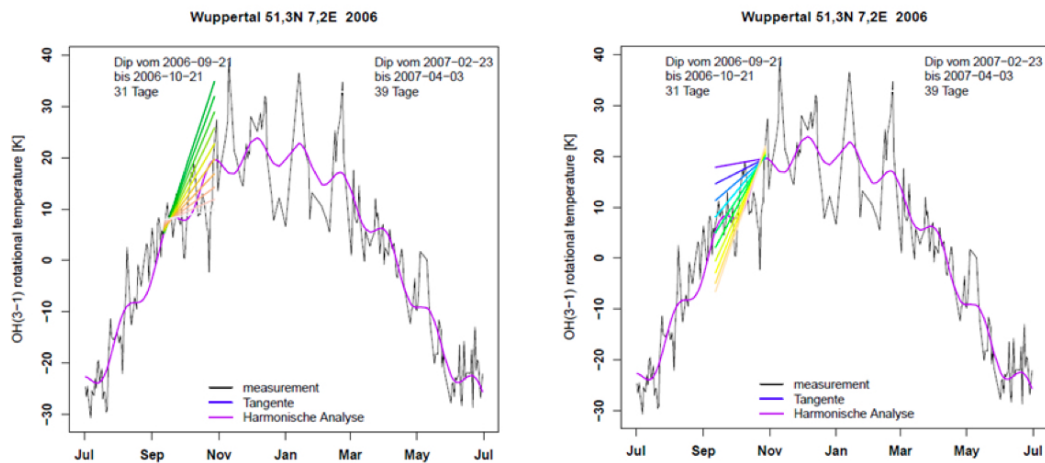
**Abb. 5.8:** Verlauf der OH(3-1) Rotationstemperatur von Juli 2005 bis Juni 2006, erfasst durch GRIPS 2. Die Kurve der Spline-Interpolation (Spline-Fit) dient zur Veranschaulichung der Dips im Frühjahr und Herbst. Der Polynom Fit 2. Grades stellt den idealen Temperaturverlauf dar. Die Stützpunkte sind gelb gekennzeichnet.

Bei den zuletzt genannten Zeiträumen handelt es sich bei den Stützpunkten je nach Ausprägung der Dips um Wendepunkte oder lokale Maxima der jeweils angepassten Kurve. Entscheidend ist hierbei, dass sich der Polynom Fit 2. Grades zum Zeitpunkt des auftretenden Dips nicht an der angepassten Kurve orientieren muss und somit zu diesem Zeitpunkt den idealen „dipfreien“ Verlauf der Messdaten darstellen kann. Damit stellt die Parabel idealerweise den Verlauf der Messdaten ohne die Abweichung zu den Äquinoktien dar. Die Fläche zwischen der Parabel und der Kurvenanpassung gibt dabei die Größe des Dips an.

### Eingrenzung der Dips mithilfe einer Tangente

Um die Temperaturkurve ohne Dip zu veranschaulichen, kann die Tangente eine gute Alternative zur Parabel sein. Die Idee hierbei ist, dass sich eine Gerade so an die jeweilige Kurvenanpassung legt, dass sie sowohl zu Beginn als auch zum Ende des Dips die Kurvenanpassung berührt oder schneidet. Zwischen diesen Berühr- oder Schnittpunkten liegt der Dip. Um eine Funktion zu finden, die diese Bedingungen erfüllt, sind allerdings einige Zwischenschritte notwendig, wie sie im Folgenden dargelegt werden.

Zunächst werden die Zeitpunkte von Beginn und Ende des jeweiligen Dips durch die mathematische Ermittlung mittels lokalen Extrema oder von Wendepunkten festgelegt. Für diese Zeitpunkte wird nun jeweils eine Geradenschar gebildet (vgl. Abb. 5.9).

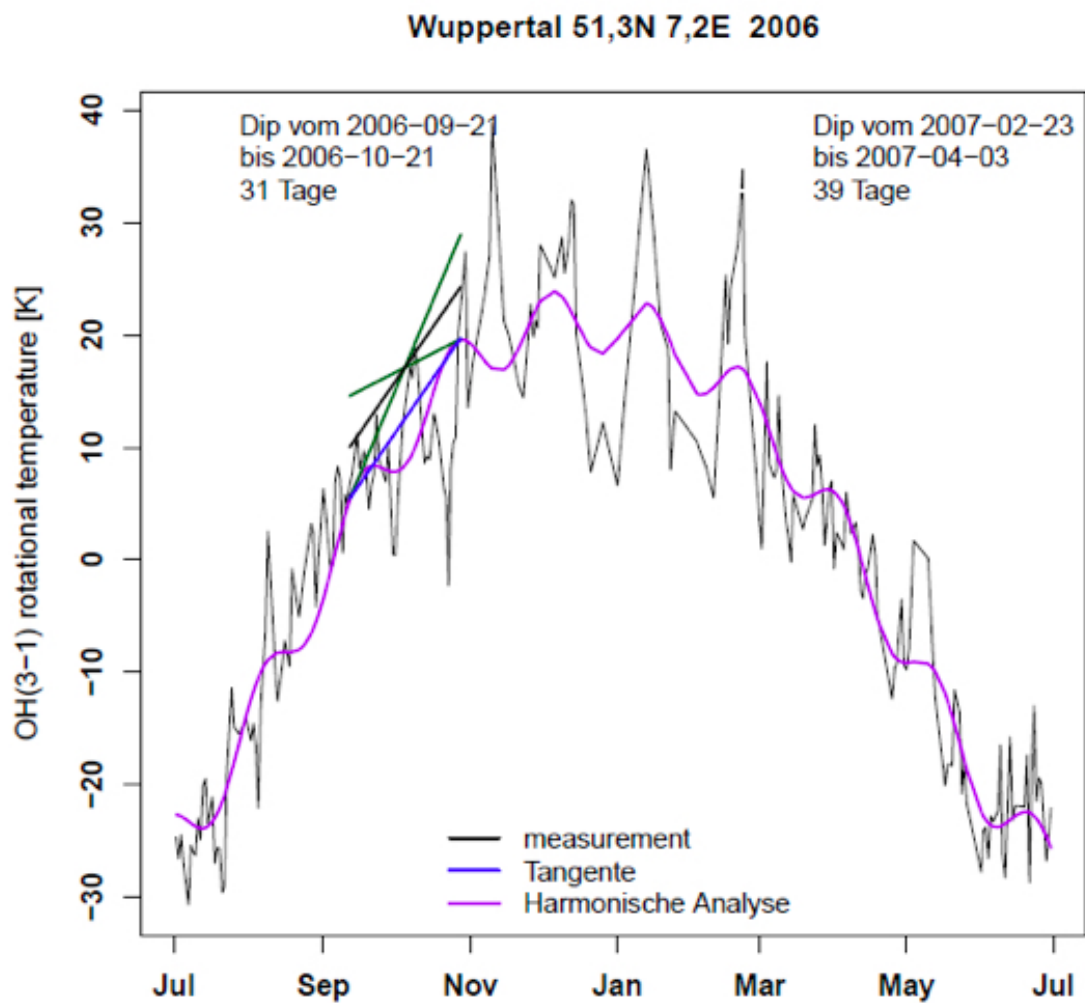


**Abb. 5.9:** Messdaten abzüglich des Mittelwertes und Kurvenanpassung der Harmonischen Analyse von Juli 2006 bis Juni 2007. Geradenschar zu Beginn (links) und Ende (rechts) des Herbstdips. Der Beginn und das Ende des Dips wird durch lokale Maxima festgelegt.

Die Länge des Zeitraums und die zeitliche Lage ist für beide Geradescharen identisch. Die verschiedenen Steigungen der Geraden leiten sich aus der jeweiligen Differenz zwischen zwei benachbarten Fit-Punkten ab. Um von der Geradenschar auf die gewünschte Tangente zu kommen, vergleicht man die Geraden bezüglich der Summe der Abweichungen ihrer Funktionswerte.

Ziel ist es, die beiden Geraden (eine Gerade pro Geradenschar) herauszufiltern, bei denen sich die aufsummierten Funktionswerte am wenigsten unterscheiden (vgl. in Abbildung 5.10: grüne Geraden). Aus diesen beiden Geraden lässt sich die Winkelhalbierende ermitteln (vgl. in Abbildung 5.10: schwarze Gerade). Dabei handelt es sich um eine Gerade parallel zu der gewünschten Tangente. Verwendet man nun den y-Achsenabschnitt (vgl. Gleichung 5.1) von einer der beiden grünen Geraden und die Steigung der Winkelhalbierenden, ergibt sich mit der Gleichung einer linearen Funktion die gewünschte Tangente (vgl. Abb. 5.10). Die Gleichung einer linearen Funktion setzt sich aus der Steigung  $m$  und dem y-Achsenabschnitt  $c$  zusammen:

$$f(x) = m * x + c \quad (5.1)$$

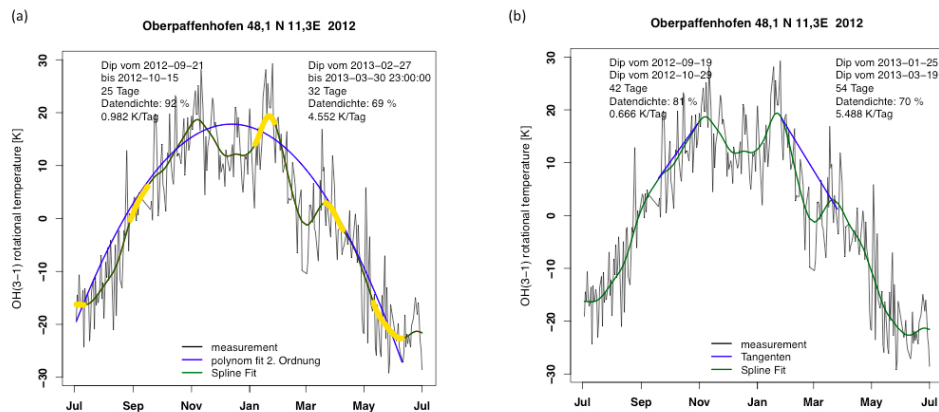


**Abb. 5.10:** Messdaten abzüglich des Mittelwertes und Kurvenanpassung der Harmonischen Analyse von Juli 2006 bis Juni 2007.

Als Beginn und als Ende des Dips wird die minimale positive Differenz von Tangente und der jeweiligen Kurvenanpassung festgelegt.

### Vergleich Polynom Fit 2. Grades und Tangente

Wie in Abbildung 5.11 zu erkennen, gibt es aufgrund der zwei Varianten den Dip einzugrenzen (Polynom Fit 2. Grades und Tangente) auch zwei Möglichkeiten, den Dip zum Zeitpunkt der Äquinoktien zu ermitteln. Der Polynom Fit 2. Grades entspricht einer guten Wiedergabe eines „sinusförmigen“ Temperaturverlaufes ohne Dip. Wie jedoch in Abbildung 5.11 (a) zu sehen ist, werden Herbst- und Frühlingsdip nur teilweise erfasst, da sich der Polynom Fit nach dem gesamten Zeitraum ausrichten muss. Daher muss bei der Eingrenzung der Dips mittels eines Polynom Fit 2. Grades in vielen Jahren ein Kompromiss zwischen Herbst- und Frühlingsdip eingegangen werden. Zudem müssen insgesamt fünf Zeiträume mit Stützpunkten für jeden Datensatz individuell festgelegt werden. Dies hat gerade im Vergleich zur Eingrenzung mithilfe einer Tangente, wo lediglich die Extremwerte und Wendepunkten im Dipzeitraum betrachtet werden müssen, einen viel größeren Aufwand zur Folge.



**Abb. 5.11:** In beiden Plots sind die Messdaten abzüglich des Mittelwertes von Juli 2012 bis Juni 2013 dargestellt. (a) Ermittlung des Dips aus der Differenz von Polynom Fit 2. Grades und Spline-Interpolation. (b) Ermittlung des Dips aus der Differenz von Tangente und Spline-Interpolation. In jedem Plot werden folgenden Daten bezüglich des Herbstdips (links oben) und des Frühlingsdips (rechts oben) untereinander abgebildet: Beginn des Dips, Ende des Dips, Dauer in Tagen, Datendichte in %, Dipindexzahl.

Bei der Tangente spielt die Symmetrie der Messdaten und der Unterschied zwischen Herbst- und Frühlingsdip keine Rolle, weil Frühlings- und Herbsttangente unabhängig voneinander erstellt werden und somit eine individuelle Anpassung an den Dip möglich ist. Wie in Abbildung 5.11 (b) zu erkennen ist, lassen sich die Tangenten optimal an die Kurvenanpassung legen und grenzen den Dip im gewünschten Zeitraum vollständig ein. Der einzige Nachteil dieser Methode ist die Tatsache, dass eine Gerade den gebogenen, runden Temperaturverlauf nicht darstellen kann und somit die ideale, sinusförmige Temperaturkurve im Dipzeitraum nicht exakt wiedergegeben werden kann.

Die Eingrenzung des Dips mithilfe einer Tangente kann trotz des nicht ideal wiedergegebenen sinusförmigen Temperaturverlaufs als robustes Verfahren angesehen werden. Die Definition einer Geraden, die die angepasste Kurve zu Beginn und Ende des Dipzeitraums schneidet oder sich stark an diese nähert, basiert auf objektiven Berechnungen, bei denen Stützpunkte nicht individuell oder nach subjektiven Kriterien vorgegeben werden müssen. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit der Eingrenzung der Dips mithilfe von Tangenten gearbeitet.

Mit den bei diesem Verfahren ermittelten Daten über den Dip kann man nun einen Dipindex berechnen und so eine Aussage über den zeitlichen Verlauf der Dips von 1987 bis 2014 machen.

### 5.2.3 Dipindex

Um aus den ermittelten Daten eine verlässliche Dipindexzahl zu berechnen, ist es notwendig, die Datenlücken auszugleichen. In den Dipzeiträumen schwankt die Datendichte von 1987 bis 2014 zwischen 25 % und 90 %. Die Dipstrukturen sind zwar auch bei einer geringen Datendichte sichtbar, jedoch lässt sich ein vergleichbarer Indexwert nur aus einer standardisierten äquidistanten Verfügbarkeit der Daten ableiten. Daher werden die Daten des Spline-Fit interpoliert und man bekommt für einen Dip mit einer Dauer von  $x$  Tagen auch  $x$  Werte. Diese Werte geben die jeweilige Differenz von der angepassten Kurve zur Tangente an.

Aus diesen Daten lässt sich eine Indexzahl für den Dip berechnen, welche im Folgenden auch Dipindex genannt wird:

$$D = \frac{\sum_{i=1}^n (T_i - F_i)}{n} \quad (5.2)$$



Dabei gibt  $n = Dip_{Ende} - Dip_{Beginn}$  die Anzahl an Tagen im Dipzeitraum an. Für jeden Tag im Dipzeitraum wird von dem Wert der Tangente ( $T_i$ ) der Wert der Kurvenanpassung ( $F_i$ ) abgezogen. Die täglichen Differenzen werden über den gesamten Zeitraum aufsummiert. Um die durchschnittliche Differenz pro Tag auszurechnen, wird die Summe der einzelnen Differenzen durch die Anzahl an Tagen ( $n$ ) geteilt. Somit ist die Dipindexzahl  $D$  die durchschnittliche Temperaturdifferenz in Kelvin zwischen Tangente und der angepassten Kurve mittels der Spline-Interpolation für den Zeitraum des Dips. Je größer  $D$  ist, desto größer fällt der Dip aus. Ein Maß für die Güte des abgeleiteten Dipindex kann durch die Datendichte angegeben werden.

### 5.3 Ermittlung des Dips mittels der Harmonischen Analyse

Das Verfahren der Harmonischen Analyse modelliert den jährlichen Temperaturverlauf durch eine Linearkombination von drei Sinusschwingungen:

$$\hat{y}(t) = \sum_{i=1}^3 A_i * \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_i} t + \varphi_i\right) \quad (5.3)$$

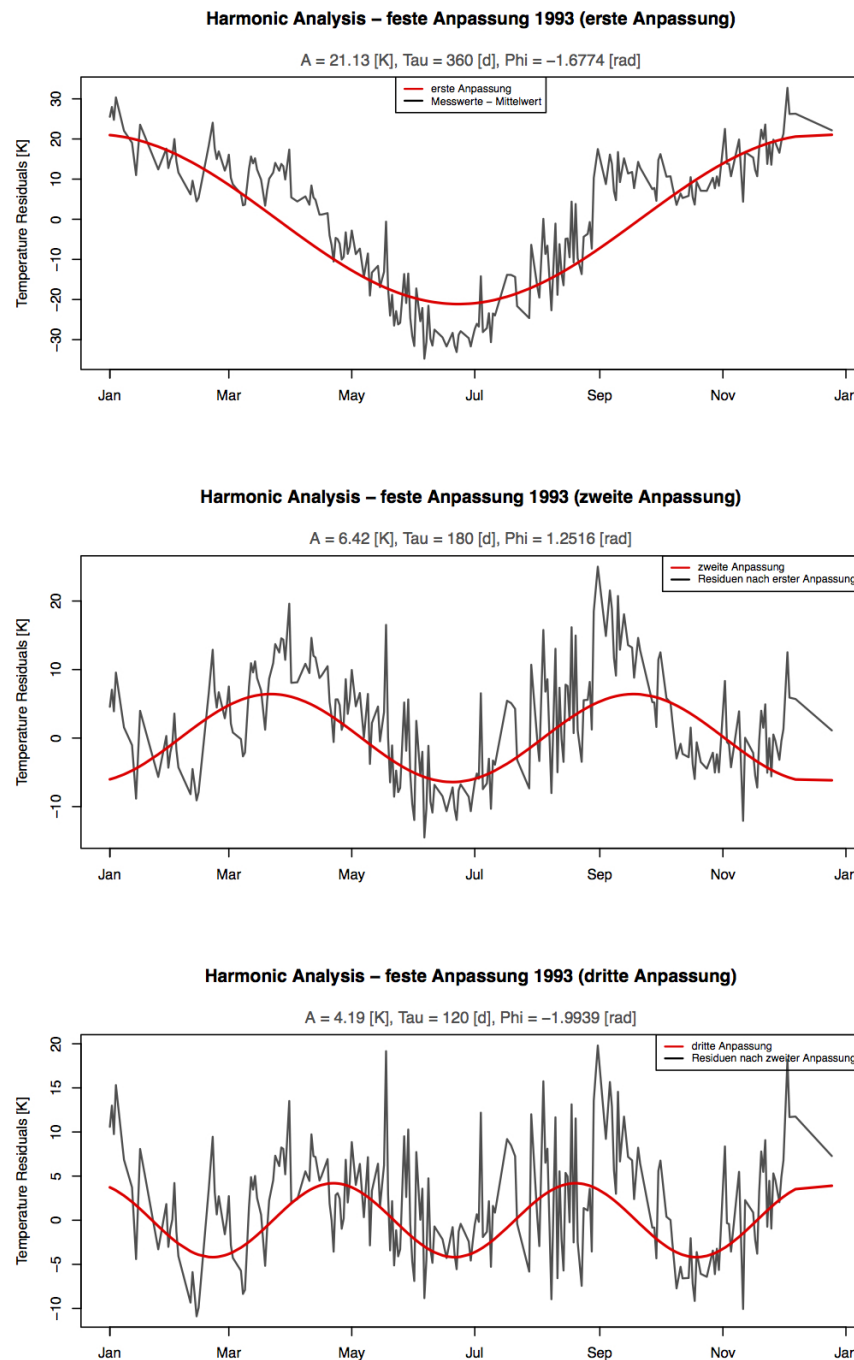
Hierbei ist  $A_i$  die Amplitude der  $i$ -ten Schwingung in Kelvin,  $\varphi_i$  die Phase der  $i$ -ten Schwingung in Tagen,  $\tau_i$  die Periodendauer der  $i$ -ten Schwingung in Tagen und  $t$  der Zeitpunkt der Schwingung. Diese Parameter werden hierbei nach der Methode der kleinsten Quadrate geschätzt (Hoeppner, 2008, S.83f.). Dabei wird das so genannte Gesamtschrittverfahren (Bittner et al., 1994) angewendet, was besagt, dass im  $i$ -ten Schritt die  $i$ -te Sinusschwingung an die Originaldaten angepasst wird und die bereits bestimmten Schwingungsparameter korrigiert werden. Dadurch werden die bereits bestimmten Parameter vorangegangener Schwingungen optimiert (Hoeppner, 2008, S.83f.).

In insgesamt drei Schritten wird jeweils eine Sinusschwingung an die Messdaten abzüglich des Mittelwertes gelegt. Die Residuen zwischen der Sinusschwingung und den Daten bilden einen neuen Datensatz, an den im nächsten Schritt wieder eine Sinusschwingung angelegt wird. Die jeweilige Sinusschwingung wird als erste, zweite bzw. dritte Harmonische Analyse bezeichnet. Dabei werden mit

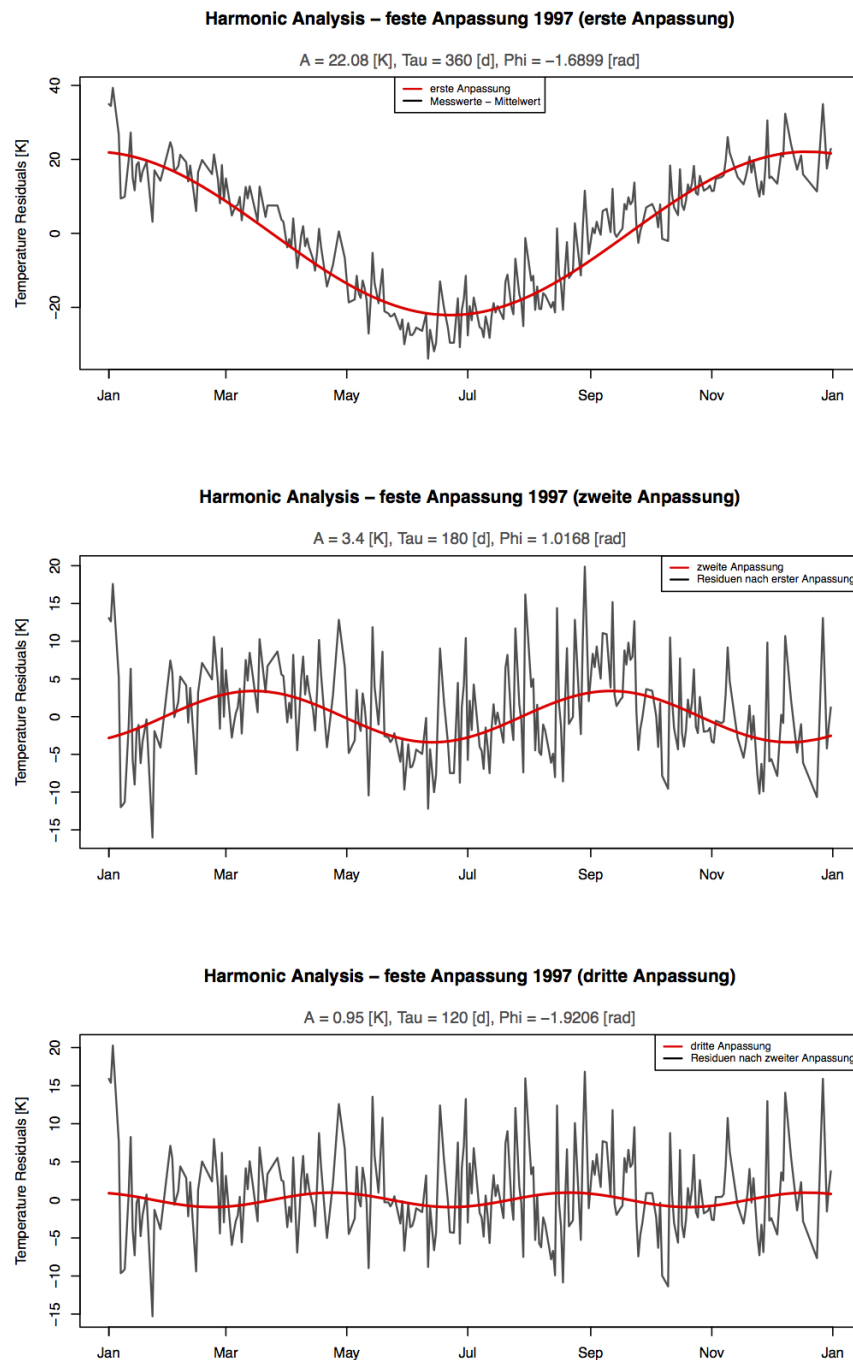
jeder weiteren Schwingung immer feinere Strukturen dem Datensatz angepasst (vgl. Abb. 5.12). Das führt dazu, dass die Varianz der Zeitreihe minimiert wird. Die durch die Harmonische Analyse angepassten Sinusschwingungen eines Jahres können einzeln (vgl. Abb. 5.12) und aufsummiert (vgl. Abb. 5.7) als Kurvenanpassung an die gemessenen Temperaturwerte in der Mesopausenregion betrachtet werden.

Analysiert man die verschiedenen Anpassungen der Harmonischen Analyse, zeigt sich eine andere Möglichkeit, die Abweichungen vom idealisierten Temperaturverlauf zu quantifizieren.

Die Messdaten abzüglich ihres Mittelwertes werden für den Zeitraum eines Kalenderjahres durch drei verschiedene Anpassungen der Harmonischen Analyse modelliert. Die erste Anpassung der Harmonischen Analyse ist eine Jahres-schwingung (Periode = 360 Tage), die zweite Anpassung eine Halbjahresschwingung (Periode = 180 Tage) und die dritte Anpassung ist eine Dritteljahresschwingung (Periode = 120 Tage) (vgl. Abb. 5.12). Die Residuen zwischen der ersten Harmonischen Analyse und den Messdaten ergeben die Daten, auf deren Grundlage die zweite Harmonische Analyse modelliert wird. Die Residuen zwischen der zweiten Harmonischen Analyse und den Residuenwerten ergeben wiederum die Daten, auf deren Basis die dritte Harmonische Analyse modelliert wird. Dies zeigt, dass jede Anpassung auf der vorherigen Schwingung aufbaut und die Amplitude der  $i$ -ten Schwingung von den Residuen zwischen den Daten und der  $i-1$ -ten Schwingung abhängt. Je größer die Amplitude der  $i$ -ten Schwingung, desto größer sind die Unterschiede zwischen der  $i-1$ -ten Schwingung und den Daten. Wie in Abbildung 5.12 zu sehen, weichen die Messwerte vor allem in den Dip-Zeiträumen März bis Mai und September bis Oktober deutlich von der Sinusschwingung ab. Diese verhältnismäßig hohen Abweichungen sind für die relativ große Amplitude der zweiten Anpassung der Harmonischen Analyse verantwortlich (vgl. Abb. 5.12). Daher eignet sich die Amplitude der zweiten Anpassung der Harmonischen Analyse als Maß für die Größe des Dips. In Jahren mit kleinen Dips fällt die Amplitude dementsprechend kleiner aus (vgl. Abb. 5.13).

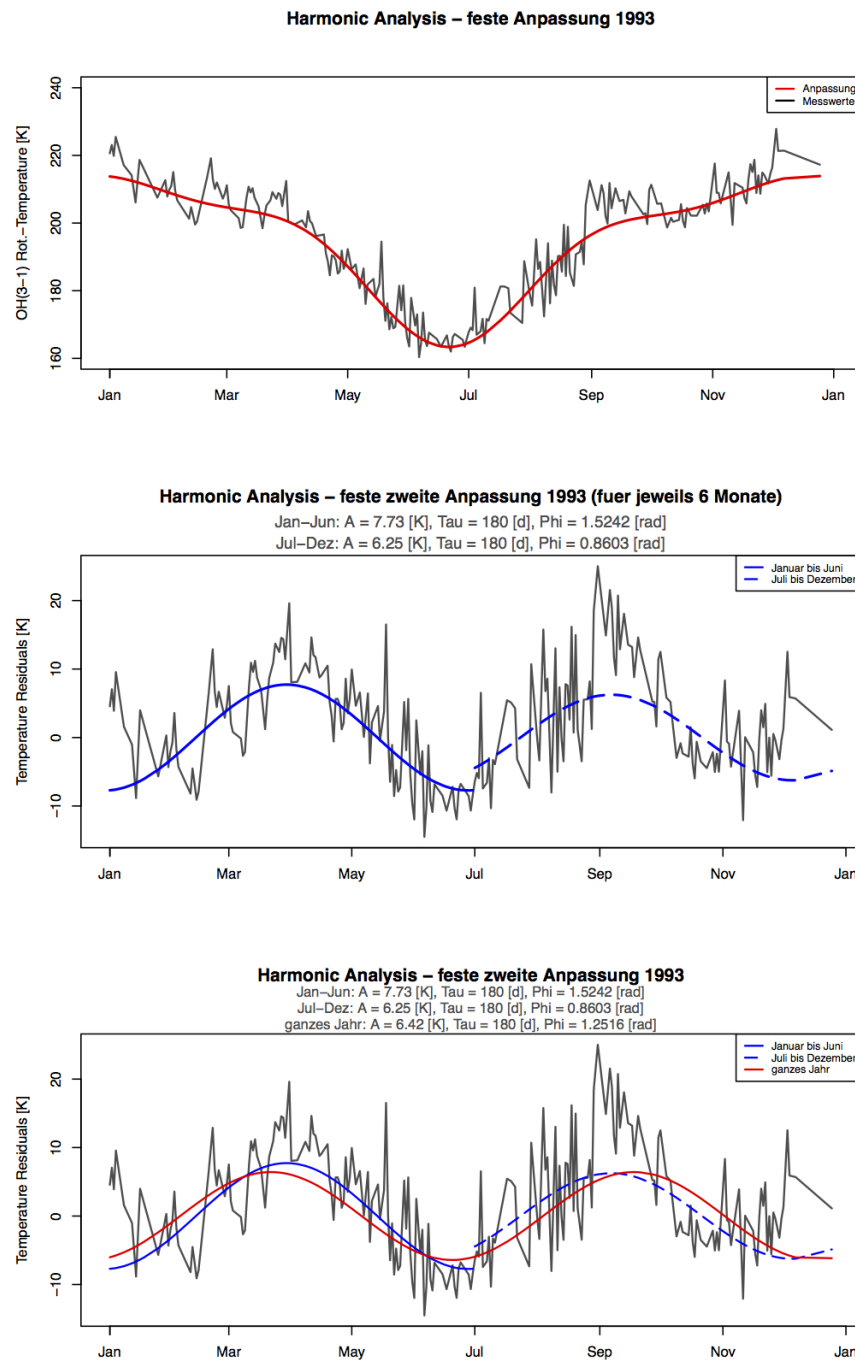


**Abb. 5.12:** Modellierung der Messdaten des Jahres 1993 mittels der Harmonischen Analyse. Oben: erste Anpassung der Harmonischen Analyse; Mitte: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse; Unten: dritte Anpassung der Harmonischen Analyse.

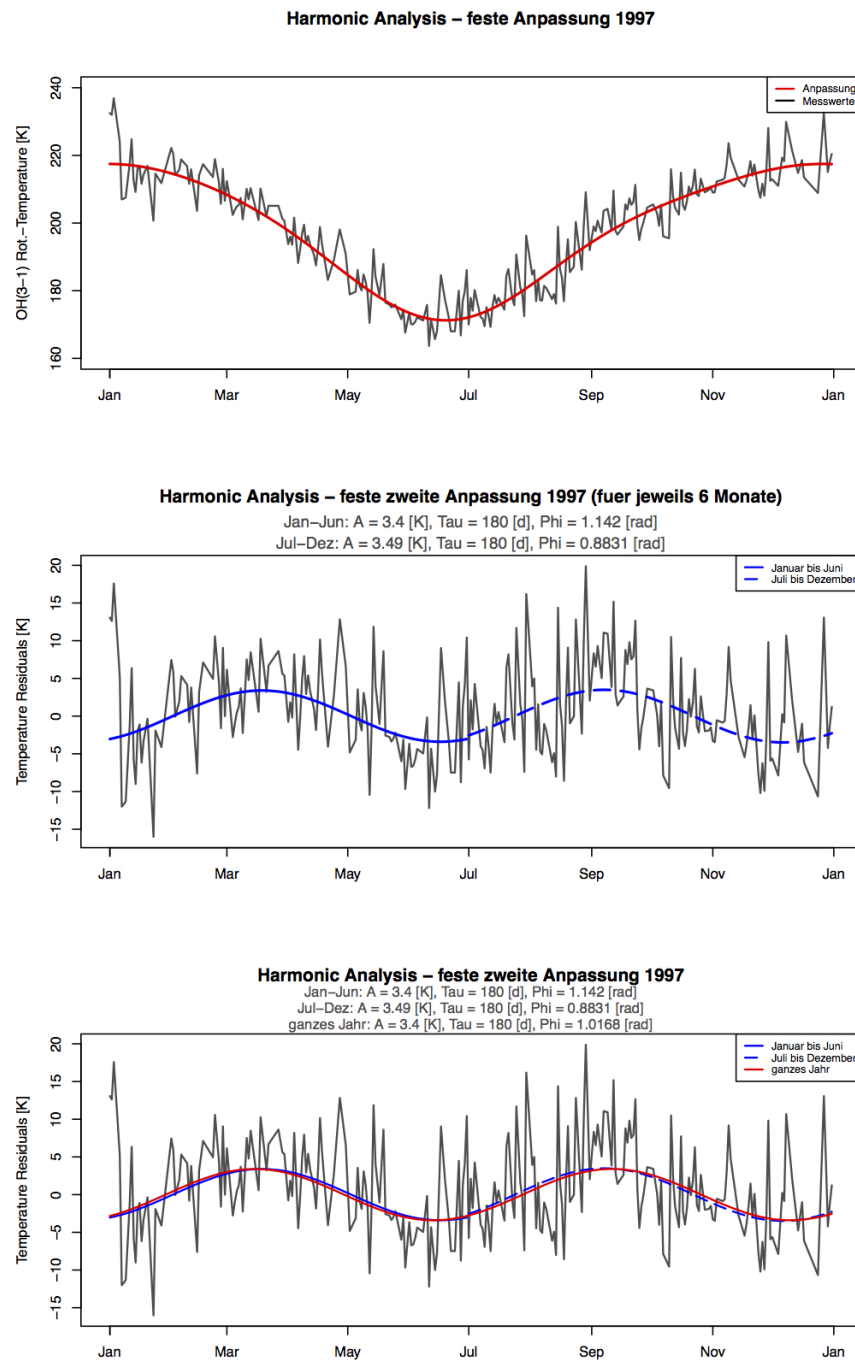


**Abb. 5.13:** Modellierung der Messdaten des Jahres 1997 mittels der Harmonischen Analyse. Oben: erste Anpassung der Harmonischen Analyse; Mitte: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse; Unten: dritte Anpassung der Harmonischen Analyse.

Da es möglich ist, dass der Herbst- und Frühlingsdip eines Kalenderjahres nicht voneinander abhängig sind, ist es sinnvoll, die zweite Anpassung der Harmonischen Analyse für die Zeiträume Januar bis Juni und Juli bis Dezember getrennt zu berechnen und somit in zwei voneinander unabhängige Schwingungen aufzuteilen. Die Amplitude der Schwingung von Januar bis Juni repräsentiert den Frühlingsdip, während die Amplitude der Schwingung von Juli bis Dezember ein Maß für den Herbsdip ist (vgl. Abb. 5.14). Im unteren Plot der Abbildungen 5.14 und 5.15 erkennt man die Differenz zwischen der Schwingung für den Zeitraum eines Kalenderjahres und den Schwingungen für das erste und zweite Halbjahr von diesem Jahr. In Abbildung 5.14 fällt auf, dass sich die Halbjahresschwingungen deutlich von der Jahresschwingung unterscheiden. Somit ist bei diesem Verfahren, sowie bei der Methode der Eingrenzung der Dips mittels einer Tangente (vgl. Kapitel 5.2.2), die Bestimmung des Dips unabhängig vom vorherigen oder nachfolgenden Dip.



**Abb. 5.14:** Modellierung der Messdaten des Jahres 1993 mittels der Harmonischen Analyse. Oben: aufsummierte Anpassung der Harmonischen Analyse aus der ersten, zweiten und dritten Anpassung; Mitte: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse für die Zeiträume Januar bis Juni und Juli bis Dezember; Unten: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse für den gesamten Zeitraum (rot) und in die beiden Halbjahre (blau).



**Abb. 5.15:** Modellierung der Messdaten des Jahres 1997 mittels der Harmonischen Analyse. Oben: aufsummierte Anpassung der Harmonischen Analyse aus der ersten, zweiten und dritten Anpassung; Mitte: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse für die Zeiträume Januar bis Juni und Juli bis Dezember; Unten: zweite Anpassung der Harmonischen Analyse für den gesamten Zeitraum (rot) und in die beiden Halbjahre (blau).

## **Kapitel 6**

## **Ergebnisse**



## 6.1 Dipindexwerte von 1988 bis 2014

In der folgenden Tabelle sind alle berechneten Dipindexwerte sowie die Dauer der Dips von 1988 bis 2014 aufgelistet.

**Tab. 6.1:** Dipindexwerte und Dauer der Herbst- und Frühlingsdips von 1988 bis 2014. „na“ bedeutet, dass kein Dipindex mit dem Verfahren berechnet werden kann.

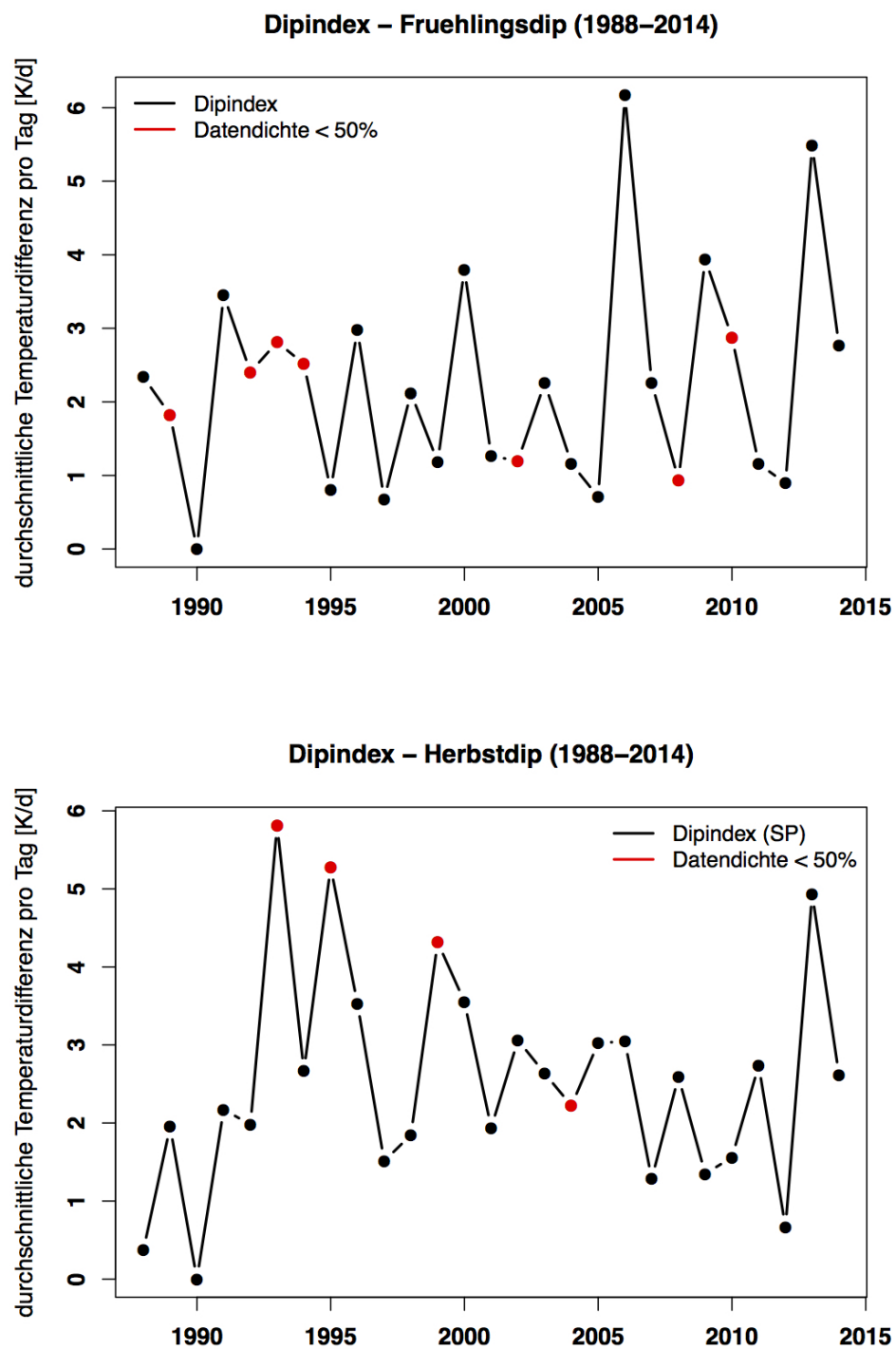
Jahr	Frühling	Dauer in Tagen	Herbst	Dauer in Tagen
1988	2,339	67	0,37	53
1989	1,824	42	1,952	61
1990	na	na	na	na
1991	3,452	50	2,172	42
1992	2,406	37	1,981	40
1993	2,813	90	5,814	90
1994	2,516	41	2,666	47
1995	0,804	55	5,28	72
1996	2,976	39	3,53	70
1997	0,676	25	1,512	58
1998	2,121	55	1,848	35
1999	1,183	51	4,317	72
2000	3,799	74	3,554	42
2001	1,262	32	1,938	44
2002	1,201	40	3,062	45
2003	2,257	62	2,636	50
2004	1,161	41	2,222	56
2005	0,707	45	3,026	58
2006	6,168	54	3,045	59
2007	2,259	34	1,284	52
2008	0,941	51	2,592	46
2009	3,938	48	1,349	42
2010	2,878	58	1,56	48
2011	1,158	35	2,738	46
2012	0,895	51	0,666	42
2013	5,488	38	4,936	54
2014	2,766	44	2,615	57

Im Jahr 1990 haben die Messdaten keine vernünftige Ermittlung eines Dips zugelassen, weswegen in diesem Fall kein Dipindex berechnet werden kann.

Die Dauer der Dips liegt im Frühling zwischen 25 und 90 Tagen und durchschnittlich bei etwa 50 Tagen. Die Herbstdip variiert im Gegenzug zwischen 35 und 90 Tagen und liegt durchschnittlich bei etwa 53 Tagen. Der längste Dip geht über einen Zeitraum von 90 Tagen und ließ sich bei beiden Dips im Jahre 1993 verzeichnen.

In Abbildung 6.1 sind die Dipindexwerte graphisch dargestellt. Dipindexwerte mit einer Datendichte unter 50 % sollten kritisch betrachtet werden. Während beim Frühlingsdip die Variabilität ab der Jahrtausendwende zunimmt, verhält es sich beim Herbstdip genau umgekehrt. Dieser wird von 1988 bis 1995 tendenziell immer größer. Von 1995 bis 2012 sinkt die durchschnittliche Temperaturdifferenz von etwa 4,5 Kelvin/Tag auf etwa 1 Kelvin/Tag, bevor sie 2013 wieder auf über 5 Kelvin/Tag ansteigt.

Abgesehen von den Jahren 1991 und 2000 variiert der Dipindex des Frühlingsdips von 1988 bis 2005 zwischen 0,5 und 3 Kelvin/Tag und ist somit in diesem Zeitraum deutlich weniger variabel als der Herbstdip. In den Jahren 2006 bis 2014 nehmen die jährlichen Unterschiede jedoch deutlich zu. Während der Dipindex im Jahr 2006 bei etwa 6 Kelvin/Tag und im Jahr 2013 bei etwa 5 Kelvin/Tag liegt, beträgt er in den Jahren 2008 und 2012 weniger als 1 Kelvin/Tag.



**Abb. 6.1:** Oben: Indizes des Fruehlingsdips von 1988 bis 2014. Unten: Indizes des Herbstdips von 1988 bis 2014. In schwarz ist jeweils die durchschnittliche Differenz zwischen Spline-Interpolation und Tangente in Kelvin/Tag abgebildet. Bei den rot gekennzeichneten Werten liegt die Datendichte unter 50%.

## 6.2 Amplitude der zweiten Anpassung der Harmonischen Analyse von 1988 bis 2013

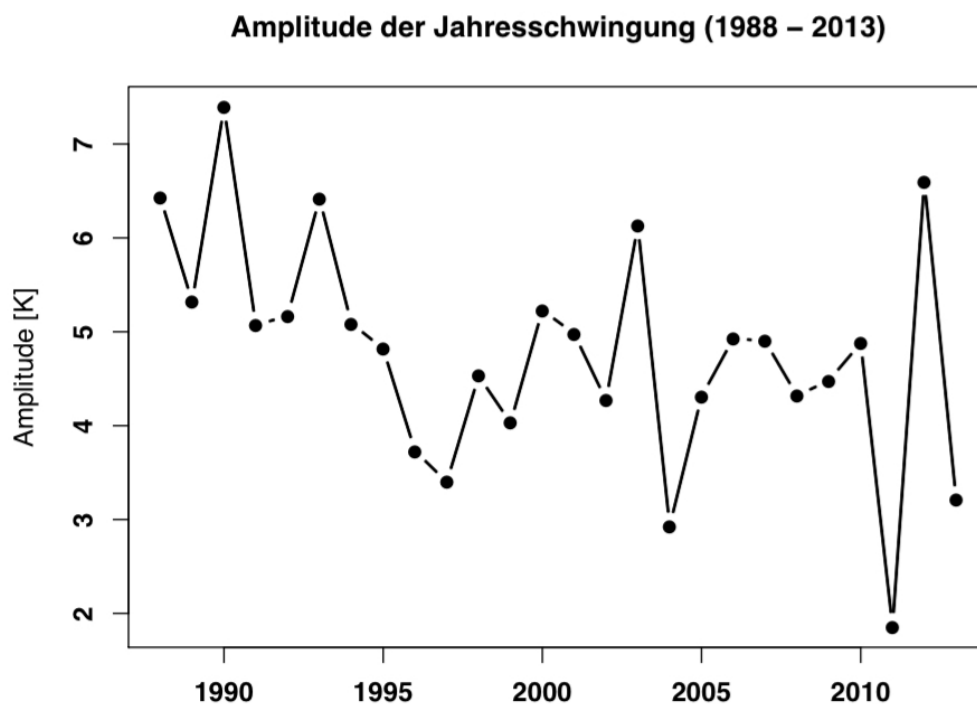
In der folgenden Tabelle sind alle ermittelten Amplituden für das erste und zweite Halbjahr jeweils von 1987 bis 2013 aufgelistet.

**Tab. 6.2:** Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 bis 2013 aufgeteilt in das erste Halbjahr (Januar bis Juni), das zweite Halbjahr (Juli bis Dezember) und das gesamte Kalenderjahr (Januar - Dezember).

Jahr	Amplitude Jan-Jun	Amplitude Jul-Dez	Amplitude Jan-Dez
1988	6,12	6,28	6,43
1989	5,46	5,68	5,32
1990	10,38	4,58	7,39
1991	5,53	4,69	5,07
1992	6,2	4,56	5,17
1993	7,73	6,25	6,42
1994	4,81	5,41	5,09
1995	4,8	4,86	4,82
1996	3,13	4,51	3,73
1997	3,4	3,49	3,4
1998	5,04	4,28	4,53
1999	3,46	5,35	4,03
2000	7,17	3,33	5,23
2001	5,21	4,78	4,98
2002	4,05	4,37	4,27
2003	4,36	7,9	6,13
2004	3,06	2,53	2,93
2005	5,82	3,52	4,31
2006	5,86	4,24	4,93
2007	5,11	4,76	4,9
2008	3,64	4,75	4,32
2009	4,57	4,23	4,48
2010	5,51	3,46	4,88
2011	3,42	1,61	1,86
2012	8,15	5,3	6,6
2013	2,01	4,33	3,21

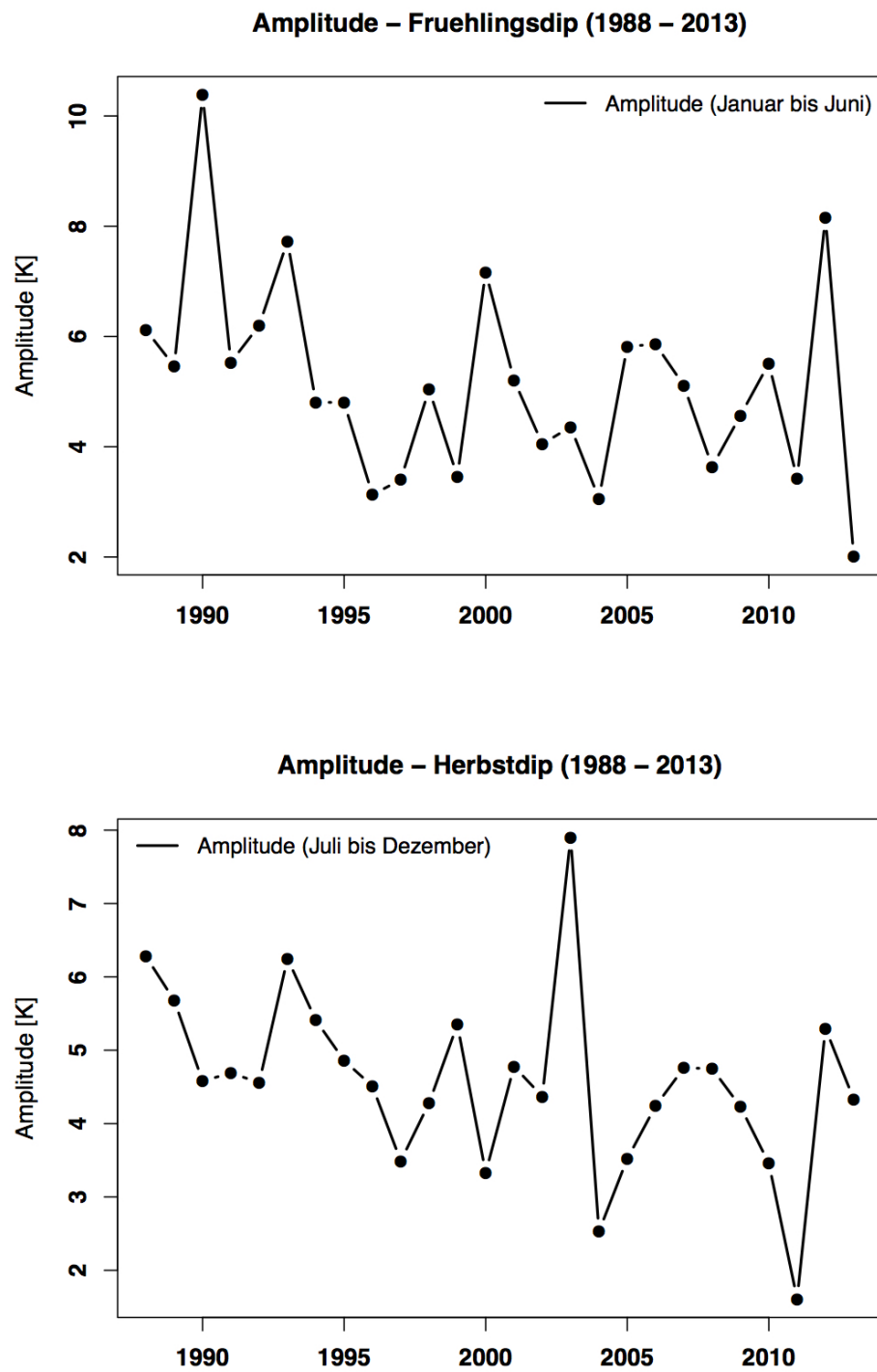
Im Jahr 1990 ist die Amplitude mit 10,38 Kelvin deutlich größer als in den anderen Jahren, was an den fehlenden Messdaten von Januar bis März 1990 liegt (vgl. Kapitel 5.1.1). Die kleinste Amplitude im ersten Halbjahr tritt im Jahr 2013 auf und beträgt 2,01 Kelvin. Im zweiten Halbjahr ist die größte Amplitude ebenfalls im Jahr 1990 mit 7,39 Kelvin zu verzeichnen. Die kleinste Amplitude stammt mit 1,86 Kelvin aus dem Jahr 2011. Im Durchschnitt liegt die Amplitude im ersten Halbjahr bei etwa 5,1 Kelvin und im zweiten Halbjahr bei etwa 4,6 Kelvin.

Die Amplitudenwerte für ein komplettes Kalenderjahr sind in Abbildung 6.2 abgebildet.



**Abb. 6.2:** Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 bis 2013.

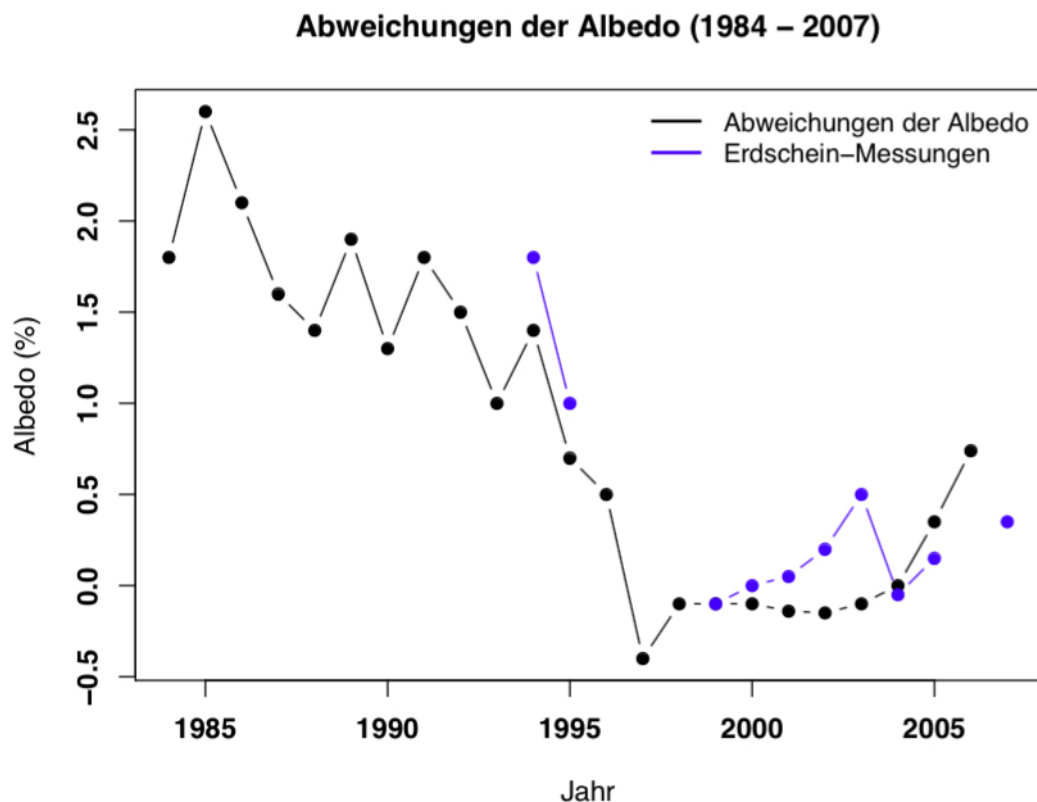
In Abbildung 6.3 sind die Amplitudenwerte für das jeweilige Halbjahr graphisch dargestellt. Während im zweiten Halbjahr von Juli bis Dezember eine abnehmende Tendenz zu sehen ist, bleiben die Werte von Januar bis Juni zwischen 1994 und 2011, abgesehen von den Ausschlägen im Jahr 2000, konstant zwischen 3,1 und 5,9 Kelvin. Der hohe Wert von 1990 sollte aufgrund der Datenlücke kritisch betrachtet werden.



**Abb. 6.3:** Amplitude der zweiten Anpassung von 1988 bis 2013. Oben: Amplitude des ersten Halbjahrs (Januar bis Juni); unten: Amplitude des zweiten Halbjahrs (Juli bis Dezember).

### 6.3 Abweichung der Albedo von 1984 bis 2007

Da die globale Albedo zu einem Großteil von dem Bedeckungsgrad der Wolken abhängt, hat Pallè et al. (2004) auf der Grundlage der Erdschein-Messungen und einiger Parameter aus den ISCCP-Daten die Änderung der Albedo mittels einer Regression berechnet. Das Ergebnis dieser Regression ist in Abbildung 6.4 zu sehen.



**Abb. 6.4:** Rekonstruierte jährliche Abweichung der Albedo (schwarz). Als Zeitraum für die Kalibration der Regression wurden die Jahre 1999 bis 2001 gewählt. In blau sind die Daten der Erdschein-Messungen dargestellt (Pallè et al., 2004). Die Abbildung mit den Daten von 1984 bis 2000 stammt aus Pallè et al. (2004) und wurde um die Erdschein- und ISCCP-Daten für 2001 bis 2007 aus Pallè et al. (2009) erweitert und angepasst.

# **Kapitel 7**

## **Diskussion**



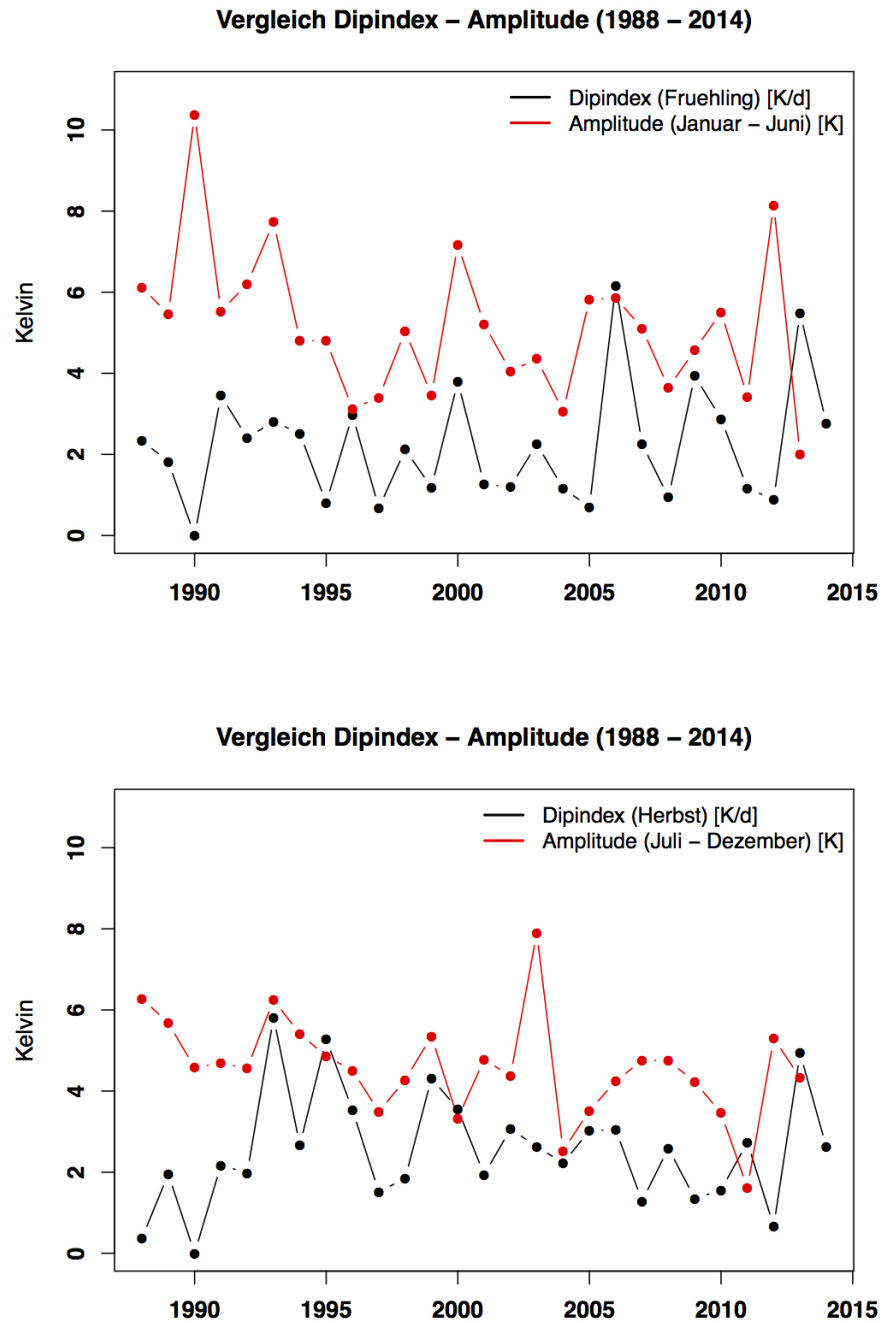
## 7.1 Vergleich Dipindex - Amplitude

Beim Vergleich der Ergebnisse der beiden Verfahren Dipindex (vgl. Kapitel 5.2 und Amplitude (vgl. Kapitel 5.3) fällt auf, dass die Amplitudenwerte fast immer größer sind als die Dipindexwerte. Dies liegt an der jeweiligen Länge des betrachteten Zeitraumes: Während beim Verfahren des Dipindex Zeiträume von durchschnittlich 50 Tagen analysiert werden (vgl. Tabelle 6.1), werden beim Verfahren der Amplitude der zweiten Harmonischen Analyse die Schwankungen über ein gesamtes Halbjahr (180 Tage) untersucht. Die Größe der Dips in Kelvin bzw. Kelvin/Tag hängt folglich auch von der Länge des betrachteten Zeitraumes ab.

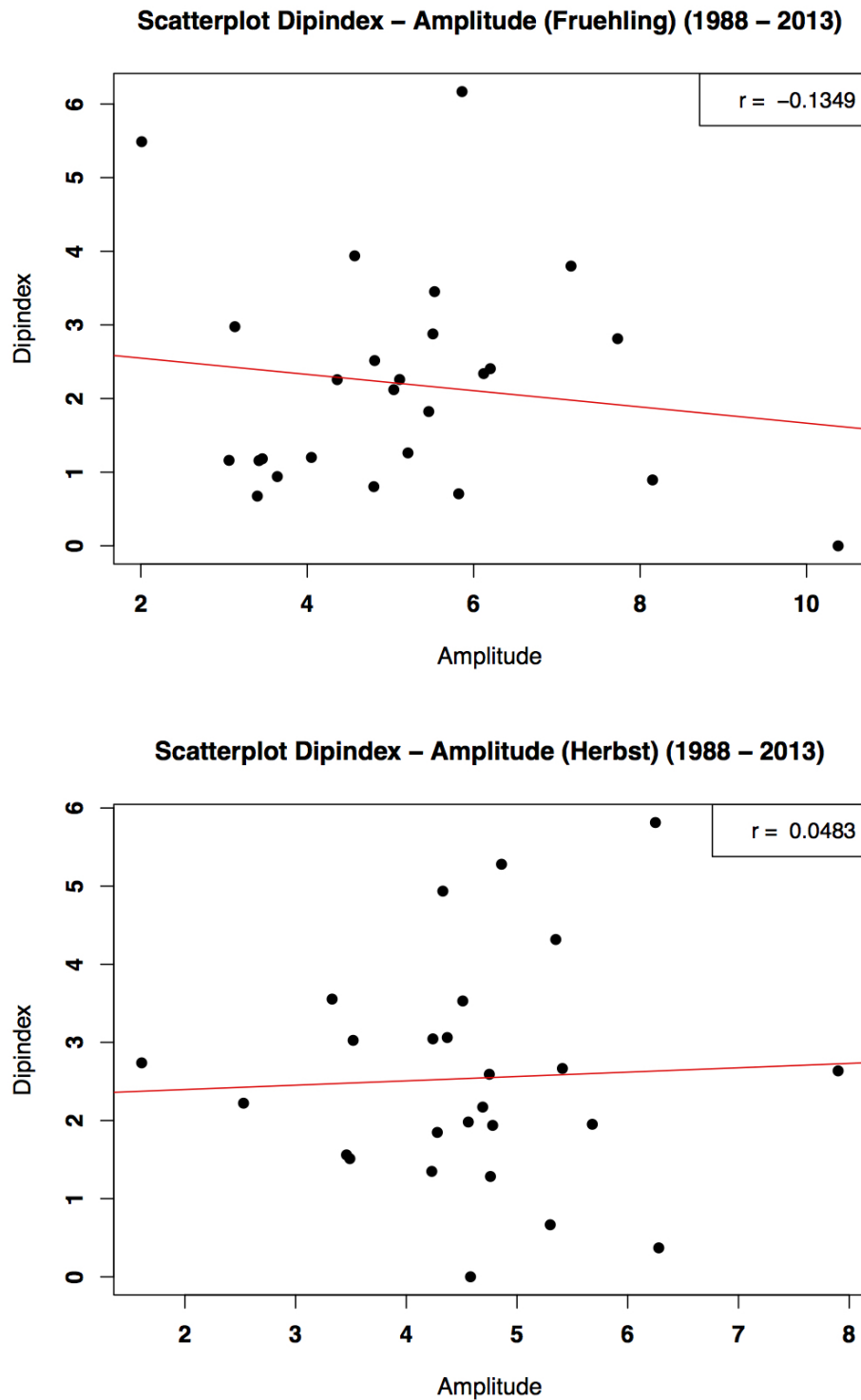
Wie in den Abbildungen 7.1 und 7.2 zu sehen ist, korrelieren die Ergebnisse der beiden Verfahren für den Frühlingsdip leicht negativ. Beim Herbstdip liegt der Korrelationskoeffizient bei 0, woraus folgt, dass es zwischen den Daten keinen linearen Zusammenhang gibt (Press et al., 1990, S.484f.).

In Abbildung 7.3 sind die Ergebnisse der beiden Verfahren über das gesamte Jahr hinweg dargestellt. Wie in Abbildung 7.4 zu sehen ist, korrelieren die Daten leicht negativ miteinander. Jedoch deutet der Korrelationskoeffizient „ $r = -0,2165$ “ auf einen schwachen linearen Zusammenhang der Daten hin (vgl. Tabelle B.1) (Zou et al., 2003, S. 618).

Eine mögliche Begründung für die nicht vorhandene Korrelation der Ergebnisse beider Verfahren sind die schon erwähnten unterschiedlichen Zeiträume. Der Dipindex gibt mit der durchschnittlichen Dauer von 50 Tagen eher ein Dritteljahresgang wieder, während bei dem Verfahren der Amplitude ein Halbjahresgang untersucht wird. Da eine genauere Analyse der Unterschiede sich nicht im den Rahmen dieser Arbeit einbetten lässt, böte es sich an, dies in der Zukunft in einer separaten Arbeit genauer zu untersuchen.



**Abb. 7.1:** Dipindex und Amplitude für Herbst- und Frühlingsdip im Vergleich. In schwarz sind die Dipindexwerte von 1988 bis 2014 und in rot die Amplitudenwerte von 1988 bis 2013 dargestellt. Oben: Parameter für den Frühlingsdip. Unten: Parameter für den Herbstdip.



**Abb. 7.2:** Scatterplot für Dipindex und Amplitude für Frühlingsdip (oben) und Herbst-dip (unten). Der Koeffizient  $r$  gibt die jeweilige Korrelation an.

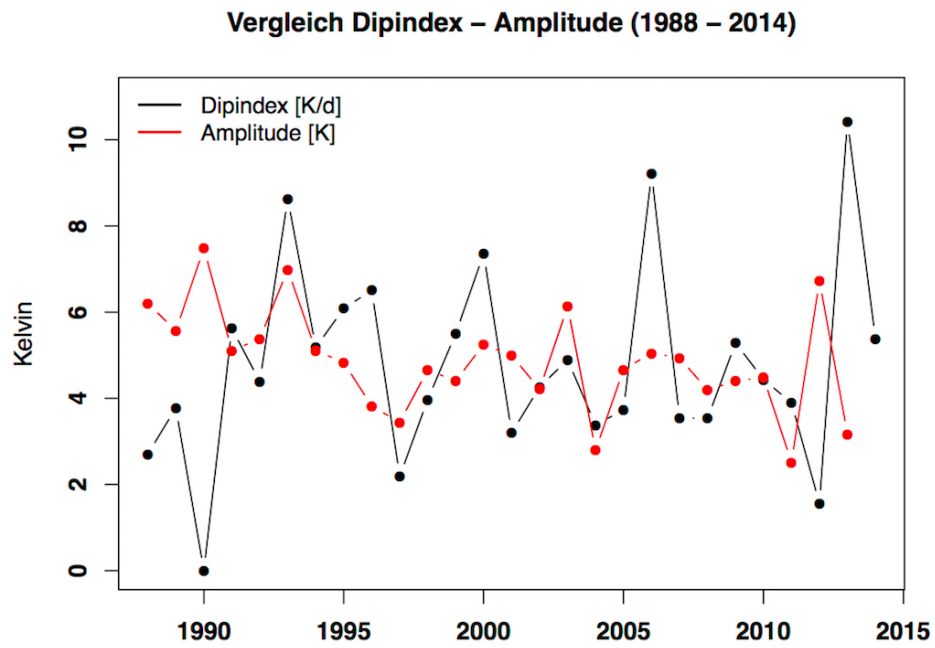
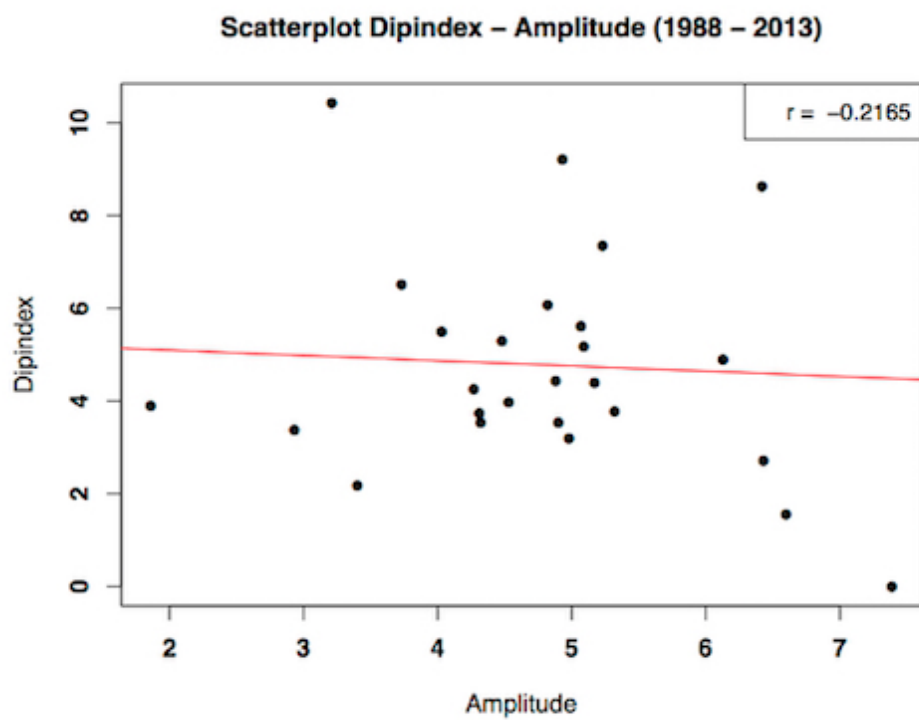


Abb. 7.3: Dipindex und Amplitude im Vergleich.

Abb. 7.4: Scatterplot für Dipindex und Amplitude. Der Koeffizient  $r$  gibt die Korrelation der beiden Verfahren an.

## 7.2 Vergleich Amplitude - Albedo

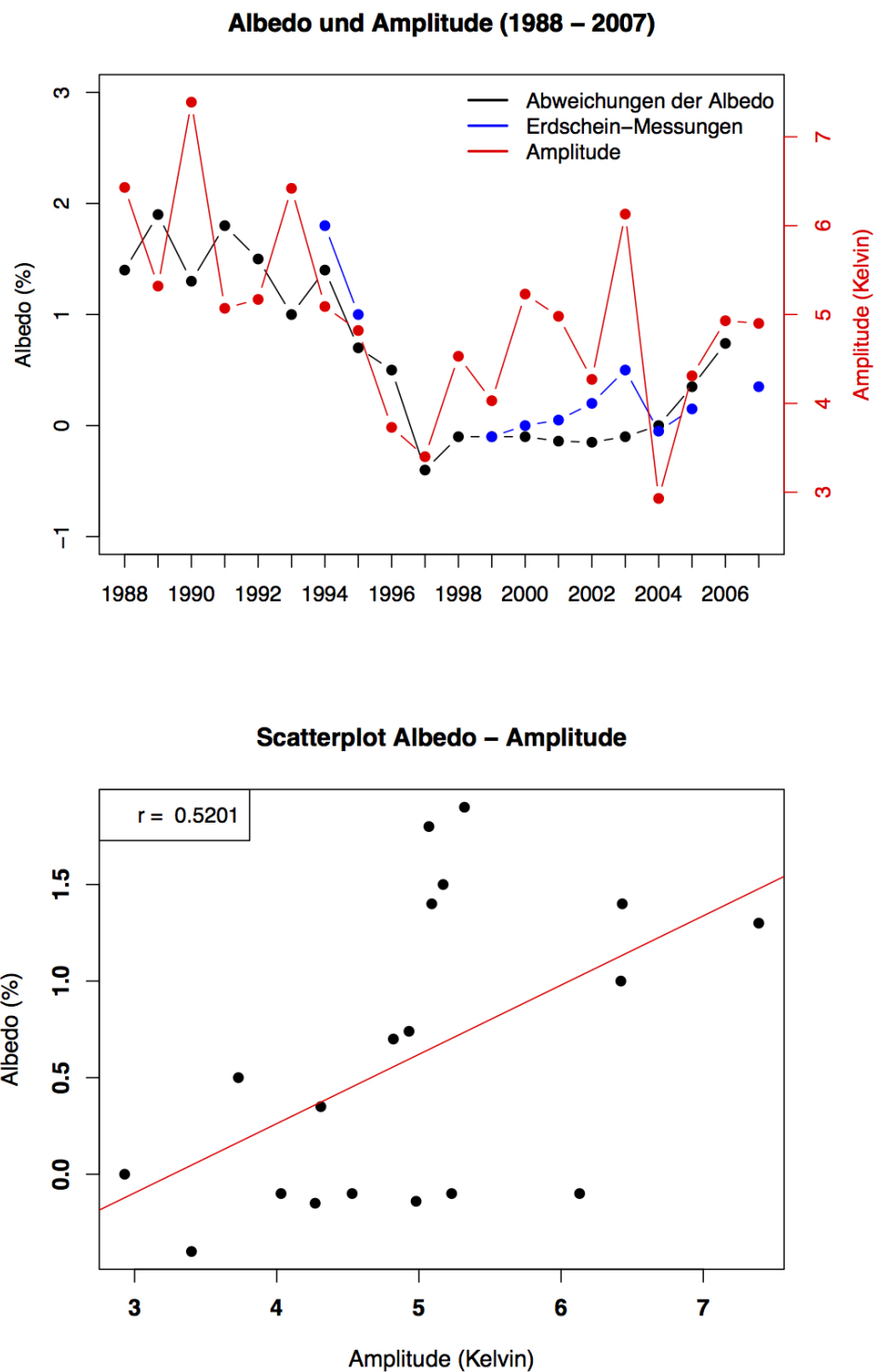
Da die Ergebnisse der Verfahren Dipindex und Amplitude keinen signifikanten linearen Zusammenhang aufweisen, werden lediglich die Ergebnisse aus dem Verfahren der Amplitude der zweiten Harmonischen Analyse mit den Albedodaten in Bezug gesetzt und genauer beleuchtet.

In Abbildung 7.5 sind die Amplitudenwerte und die Albedodaten (aus ISCCP und Erdscheinmessungen), bei denen es sich um Jahresmittelwerte handelt, für den Zeitraum von 1988 bis 2007 dargestellt. Da die Albedodaten lediglich bis 2006 und die Amplitudenwerte erst ab 1988 verfügbar sind, konnten die Ergebnisse nur für diesen Zeitraum miteinander verglichen werden.

Im Gegensatz zu den beiden Dip-Verfahren korrelieren die Albedodaten und Amplitudenwerte positiv miteinander und sind somit linear voneinander abhängig. Mit einem Korrelationskoeffizienten von  $r = 0,5201$  handelt es sich um eine moderate positive Korrelation (vgl. Tabelle B.1). Dies deutet darauf hin, dass es einen Zusammenhang zwischen der Albedo und der Mesopausenregion gibt.

Insbesondere der Jahresgang (s. Abb. 3.6) sowie der Halbjahresgang (s. Abb. 3.7) der Albedo spielen hier eine wichtige Rolle. Überlagert man den Halbjahresgang mit dem Jahresgang der modellierten jährlich gemittelten Albedo (in Abb. 3.6: gestrichelte Linie), so ergibt sich daraus der Jahresgang der realistischen Albedo (in Abb. 3.6: durchgezogene Linie). Wie gut zu erkennen ist, weicht der Verlauf der realistischen Albedo vor allem im Frühling und Herbst von der Kurve der jährlich gemittelten Albedo ab. Vergleicht man dies mit der Temperaturkurve der Mesopause, erkennt man eine gewisse Ähnlichkeit zu dem in dieser Arbeit beschriebenen Dip, woraus sich die Korrelation zwischen der Schwankung des Dips und der Schwankung der Albedo in Abbildung 7.5 erklären lässt.

Die Ähnlichkeit beider Verläufe ist auffällig und legt einen physikalischen Zusammenhang zwischen den Variabilitäten in Albedo und Airglowtemperatur nahe. Die Aufdeckung eines solchen Zusammenhangs geht jedoch über den Rahmen der vorgelegten Arbeit hinaus. Daher kann zum jetzigen Zeitpunkt nur spekuliert werden, dass die Albedo die Mesopause beeinflusst.



**Abb. 7.5:** Albedo und Dip im Vergleich. Oben: in schwarz sind die Albedodaten von 1988 bis 2006 in %, in blau die Erdscheinmessungen aus den Jahren 1994, 1995, 1999 bis 2005 und 2007 in % und in rot die Amplitudenwerte von 1988 bis 2013 in Kelvin dargestellt. Unten: Scatterplot für die Albedodaten und die Amplitudenwerte für 1988 - 2006. Der Koeffizient  $r$  gibt die Korrelation der beiden Verfahren an.

# **Kapitel 8**

## **Fazit**

Der Ausgangspunkt dieser Arbeit war die Tatsache, dass verschiedene Messmethoden der Albedo zu verschiedenen Ergebnissen geführt haben und es schwierig war, diese Ergebnisse zu validieren. Ziel war es, herauszufinden, ob es einen Zusammenhang zwischen der Variabilität der Temperatur der oberen Mesopause und der Variabilität der Albedo gibt. Es hat sich gezeigt, dass im Temperaturverlauf der Mesopause zum Zeitpunkt der Äquinoktien ein sogenannter Dip auftritt, welcher auch im Jahresverlauf der Albedo zu sehen ist (vgl. Abb. 3.6). Um ein Maß für den Dip der Mesopause ermitteln zu können, wurden die zwei Verfahren „Dipindex“ und „Amplitude der zweiten Harmonischen Analyse“ entwickelt (vgl. Kapitel 5), welche allerdings zu unterschiedlichen Ergebnissen führten. Die Ursachen für diese Unterschiede sind noch nicht geklärt und sollten in der Zukunft genauer untersucht werden.

Die aus dem Verfahren „Amplitude der zweiten Harmonischen Analyse“ ermittelten Ergebnisse korrelieren mit den Änderungen der Albedo aus den Messungen und Berechnungen aus den Erdscheinmessungen von Pallé (s. Pallé et al. (2004), Pallé et al. (2006) und Pallé et al. (2009)), was auf einen Zusammenhang zwischen der Änderung der Albedo und der oberen Mesopausenregion hindeutet. Inwiefern die Albedo die Mesopause jedoch beeinflusst und welche physikalischen Mechanismen dafür verantwortlich sind, konnte im Rahmen dieser Arbeit nur in den Grundzügen erläutert werden und sollte in der Zukunft nochmals genauer untersucht werden.



# Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G. (2010). *An Introduction to Atmospheric Physics*. Cambridge University Press, 2 edition.
- Barry, R. G. and Chorley, R. J. (2010). *Atmosphere, weather, and climate*. Routledge, 9 edition.
- Bittner, M., Offermann, D., Bugaeva, I. V., Kokin, G. A., Koshelkov, J. P., Krivolutsky, A., Tarasenko, D. A., Gil-Ojeda, M., Hauchecorne, A., Luebken, F.-J., De La Morena, B. A., Mourier, A., Nakane, H., Oyama, K. I., Schmidlin, F. J., Soule, I., Thomas, L., and Tsuda, T. (1994). Long period/large scale oscillations of temperature during the dyana campaign. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 56(13-14):1675–1700.
- Bittner, M., Offermann, D., and Graef, H. H. (2000). Mesopause temperature variability above a midlatitude station in Europe. *Journal of Geophysical Research*, 105(D2):2045–2058.
- Carlowicz, M. (2014). Measuring earth's albedo. URL: [earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=84499](http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=84499) (Stand: 13.06.2015).
- Gibson, G. G. and Wielicki, B. A. (2015). Clouds and the earth's radiant energy system. URL: [http://ceres.larc.nasa.gov/documents/press\\_releases/images/brochure.pdf](http://ceres.larc.nasa.gov/documents/press_releases/images/brochure.pdf) (Stand: 27.06.2013).
- Gonzalez-Merino, B., Pall , E., Motalebi, F., Montanes-Rodriguez, P., and Kissler-Patig, M. (2013). Earthshine observations at high spectral resolution: exploring and detecting metal lines in the earth's upper atmosphere. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435(3):2574–2580.
- Goode, P., Qiu, J., Yurchyshyn, V., Hickey, J., Chu, M.-C., Kolbe, E., Brown, T. C., and Koonin, S. E. (2001). Earthshine observations of the earth's reflectance. *Geophysical Research Letters*, 28(9):1671–1674.
- Gottwald, M., Bovensmann, H., Lichtenberg, G., Noel, S., von Barga, A., Slijkhuis, S., Piter, A., Hoogeveen, R., von Savigny, C., Buchwitz, M., Kokhanovsky, A., Richter,

- A., Rozanov, A., Holzer-Popp, T., Bramstedt, K., Lambert, J.-C., Skupin, J., Wittrock, F., Schrijver, H., and Burrows, J. P. (2006). *SCIAMACHY, Monitoring the Changing Earth's Atmosphere*. DLR, Institut fuer Methodik der Fernerkundung (IMF).
- Hoepfner, K. (2008). *Beobachtung des Hydroxyl (OH\*)-Airglow: Untersuchung von Klimasignalen und atmosphärischen Wellen*. PhD thesis, Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrt e.V.
- Hupfer, P., Kuttler, W., Heyer, E., and Chmielewski, F.-M. (2006). *Witterung und Klima: eine Einführung in die Meteorologie und Klimatologie*. Vieweg+Teubner Verlag.
- Kraus, H. (2004). *Die Atmosphäre der Erde*. Springer, 3 edition.
- Le Texier, H., Solomon, S., and Garcis, R. R. (1987). Seasonal variability of the OH meinel bands. *Planetary and Space Science*, 35(8):977–989.
- Leinert, C., Bowyer, S., Haikala, L. K., Hanner, M. S., Hauser, M. G., Lévassieur-Regourd, A.-C., Mann, I., Mattila, K., Reach, W. T., Schlosser, W., Staude, H. J., Toller, G. N., Weiland, J. L., Weinberg, J. L., and Witt, A. N. (1998). The 1997 reference of diffuse night sky brightness. *Astronomy Astrophysics Supplement Series*, 127(1):1–99.
- Liepert, B. G. (2010). The physical concept of climate forcing. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Climate Change*, 1(6):786–802.
- Lindsey, R. (2009). Climate and earth's energy budget. URL: [earthobservatory.nasa.gov/Features/EnergyBalance/page1.php](http://earthobservatory.nasa.gov/Features/EnergyBalance/page1.php) (Stand: 13.06.2015).
- Luzum, B., Capitaine, N., Fienga, A., Folkner, W., Fukushima, T., Hilton, J., Hohenkerk, C., Krasinsky, G., Petit, G., Pitjeva, E., Soffel, M., and Wallace, P. (2011). The iau 2009 system of astronomical constants: the report of the iau working group on numerical standards of fundamental astronomy. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 110(4):293–304.
- Lynch, P. (2015). The arctic is absorbing more sunlight. URL: [earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=84930](http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=84930) (Stand: 13.06.2015).
- NDMC (2015). Operational data product. URL: <http://andromeda.caf.dlr.de/ndmc/operational-data-products> (Stand: 13.06.2015).
- Nenes, A., Ghan, S., Abdul-Razzak, H., Chuang, P. Y., and Seinfeld, J. H. (2001). Kinetic limitations on cloud droplet formation and impact on cloud albedo. *Tellus B*, 53(2):133–149.

- Offermann, D., Hoffmann, P., Knieling, P., Koppmann, R., Oberheide, J., and Steinbrecht, W. (2010). Long-term trends and solar cycle variations of mesospheric temperature and dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 115(D18127).
- Pall , E., Goode, P., and Montanes-Rodriguez, P. (2009). Interannual variations in earth's reflectance 1999-2007. *Journal of Geophysical Research*, 114(D10).
- Pall , E., Goode, P. R., Montanes-Rodriguez, P., and Koonin, S. E. (2004). Changes in earth's reflectance over the past two decades. *Science*, 304(5675):1299–1301.
- Pall , E., Goode, P. R., Montanes-Rodriguez, P., and Koonin, S. E. (2006). Can earth's albedo and surface temperatures increase together? *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 87(4):37–43.
- Pall , E., Goode, P. R., Yurchyshyn, V., Qiu, J., Hickey, J., Montanes-Rodriguez, P., Chu, M.-C., Kolbe, E., Brown, T. C., and Koonin, S. E. (2003). Earthshine and the earth's albedo: 2. observations and simulations over 3 years. *Journal of Geophysical Research*, 108(D22, 4710).
- Peixoto, J. P. and Oort, A. H. (1992). *Physics of Climate*. American Institute of Physics, 3 edition.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., and Vetterling, W. T. (1990). *Numerical Recipes*. Press Syndicate of the University of Cambridge.
- Qiu, J., Goode, P. R., Pall , E., Yurchyshyn, V.; Hickey, J., Montanes-Rodriguez, P., Chu, M.-C., Kolbe, E., Brown, T. C., and Koonin, S. E. (2003). Earthshine and the earth's albedo: 1. earthshine observations and measurements of the lunar phase function for accurate measurements of the earth's bond albedo. *Journal of Geophysical Research*, 108(D22, 4709).
- Rutan, D., Rose, F., Roman, M., Manalo-Smith, N., Schaaf, C., and Charlock, T. (2009). Development and assessment of broadband surface albedo from clouds and the earth's radiant energy system clouds and radiation swath data product. *Journal of Geophysical Research*, 114(D08125):1–19.
- Schmidt, C., Hoepfner, K., and Bittner, M. (2013). A ground-base spectrometer equipped with an ingaas array for routine observations of oh(3-1) rotational temperatures in the mesopause region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 102:125–139.
- Shupe, M. D. and Intrieri, J. M. (2004). Cloud radiative forcing of the arctic surface: The influence of cloud properties, surface albedo, and solar zenith angle. *Journal of Climate*, 17(3):616–628.

- Soininen, P. J. (2013). Motivation to study lenr is self-evident. URL: <http://www.lenr-info.com/newsletters/28> (Stand: 13.06.2015).
- Stephens, G. L., O'Brien, D., Webster, P. J., Pilewski, P., Kato, S., and Li, J. (2015). The albedo of earth. *Reviews of Geophysics*.
- Sui, C.-H. (2003). Role of water (vapor, cloud, and ice) in earth's climate. URL: [http://homepage.ntu.edu.tw/suizx/course/HS622\\_9102/Chapter 2.htm](http://homepage.ntu.edu.tw/suizx/course/HS622_9102/Chapter%202.htm) (Stand: 13.06.2015).
- Thomas, G. E. (1996). Is the polar mesosphere the miners's canary of global change? *Advances in Space Research*, 18(3):149–158.
- Trenberth, K. E., Fasullo, J. T., and Kiehl, J. (2009). Earth's global energy budget. *American Meteorological Society*, 90(3):311–323.
- Vallance Jones, A. (1973). The infrared spectrum of the airglow. *Space Science Reviews*, 15(2-3):355–400.
- Voigt, A., Stevens, B., Bader, J., and Mauritsen, T. (2014). Compensation of hemispheric albedo asymmetries by shifts of the itcz and tropical clouds. *Journal of Climate*, 27(3):1029–1045.
- Wielicki, B. A., Wong, T., Loeb, N., Minnis, P., Priestley, K., and Kandel, R. (2005). Changes in earth's albedo measured by satellite. *Science*, 308(5723):825.
- Wilkinson, M. J. (2014). Italy at night. URL: <http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=84884> (Stand: 13.06.2015).
- Zou, K. H., Tuncali, K., and Silverman, S. G. (2003). Correlation and simple linear regression. *Radiology*, 227(3).

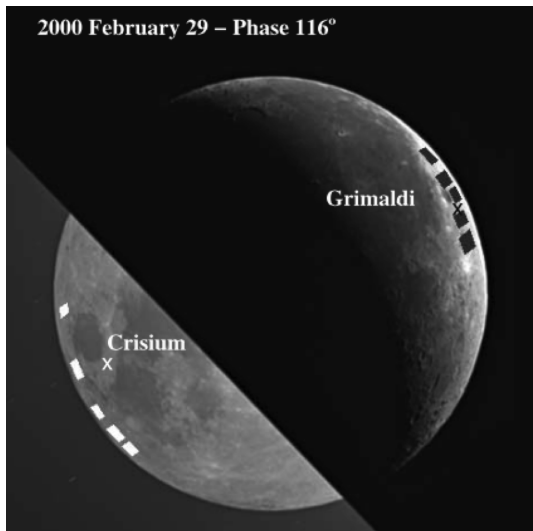
## **Anhang A**

### **Herleitung der Albedo aus Erdschein-Messung**

Zur Bestimmung der planetaren Albedo wird angenommen, dass die Erde in guter Näherung einer Lambert-Sphäre entspricht und somit isotrop reflektiert. Die sogenannte scheinbare Albedo gibt den Helligkeitsfaktor  $p^*(\beta)$  ( $\beta$  = Phasenwinkel der Erde) an und wird für eine einzelne Nacht wie folgt definiert:

$$p^*(\beta) = \frac{2}{2f_L} \frac{p_b f_b(\theta)}{p_a f_a(\theta_a)} \frac{\frac{I_a}{I_b}}{\frac{R_{EM}}{R_E}}^2 \left( \frac{R_{ES}}{R_{MS}} \right)^2 \quad (\text{A.1})$$

Die Werte der Variablen mit dem Index a stammen von der Referenzstelle a im Bereich des Erdscheins, wohingegen der Index b für die Referenzstelle b im Bereich des Mondscheins steht (vgl. Abb. A.1). Der Faktor  $\frac{2}{2f_L}$  berücksichtigt die geometrische Albedo (das Verhältnis zwischen der Intensität der Reflexion der einfallenden Strahlung und der Intensität der einfallenden Strahlung von einer gegebenen Oberfläche),



**Abb. A.1:** Der Mond mit der sonnenbeschienenen Seite (Grimaldi) und dem Erdschein (Crisium). Auf jeder Seite sind die jeweiligen fünf Referenzpunkte gekennzeichnet, die bei den Messungen des BBSO verwendet werden. Die Aufnahme stammt vom 29. Februar 2000. Der Mondphasenwinkel beträgt  $115,9^\circ$  und entspricht somit einem abnehmenden Viertelmond (Qiu et al., 2003).

$p_a$  bzw.  $p_b$  die Albedo der Referenzstelle a bzw. b auf dem Mond,  $f_a(\theta_a)$  bzw.  $f_b(\theta)$  die Mondphasen-Funktion mit dem Mondphasenwinkel ( $0^\circ$  bis  $\pm 180^\circ$ ). Der Term  $\frac{I_a}{I_b}$  gibt das nach der Luftmasse korrigierte Verhältnis zwischen der Intensität des Erdscheins (Referenzstelle a) und der Intensität der Mondschein (Referenzstelle b) an.  $R_E$  ist der Radius der Erde und die Variablen  $R_{EM} - R_{ES} - R_{MS}$  geben die Distanz zwischen Erde-Mond - Erde-Sonne - Mond-Sonne an. Die Phasenfunktion  $\beta$  variiert zwischen 0 und  $\pm\pi$ . In der Phase 0 bis  $\pi$  nimmt der Mond ab, während es sich in der Phase  $-\pi$  bis 0 um einen zunehmenden Mond handelt (Qiu et al., 2003). Wegen der sich verändernden atmosphärischen Absorption, der Deklination des Mondes und der Libration verändert sich die Mondphasen-Funktion monatlich um ca. 5% (Goode et al., 2001, S.1672).

Kombiniert man Gleichung A.1 mit dem Wirkungsquerschnitt der gesamten Streuung und dem Anteil der einfallenden Solarstrahlung, den ein Planet reflektiert und integriert dies über alle Phasen des Mondes, erhält man die gemittelte jährliche globale Albedo  $A$ :

$$A = \frac{2}{3} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta p^*(\theta) f_L(\theta) \sin(\theta) \quad (\text{A.2})$$

mit der Lambert-Funktion  $f_L(\theta)$  (Qiu et al., 2003).

## **Anhang B**

### **Herleitung der statistischen Parameter**



## B.1 Standardabweichung

Um die Standardabweichung zu bestimmen, ist es notwendig, das arithmetische Mittel und die Varianz des zu untersuchenden Datensatzes zu bestimmen. Das arithmetische Mittel gibt den durchschnittlichen Wert an und wird folgendermaßen berechnet:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j \quad (\text{B.1})$$

$N$  steht für die Anzahl an Datenpunkten.

Die Varianz gibt die Streuung der Daten an und wird wie folgt bestimmt:

$$\text{Var}(x_1 \dots x_N) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x})^2 \quad (\text{B.2})$$

Die Quadratwurzel der Varianz bildet die Standardabweichung

$$\sigma(x_1 \dots x_N) = \sqrt{\text{Var}(x_1 \dots x_N)}. \quad (\text{B.3})$$

## B.2 Schiefemaß

Das Schiefemaß gibt an, wie asymmetrisch ein Datensatz um seinen Mittelwert verteilt ist. Die Schiefe wird dabei folgendermaßen definiert:

$$Sf(x_1 \dots x_N) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \frac{x_j - \bar{x}}{\sigma} \right)^3 \quad (\text{B.4})$$

Ist das Schiefemaß negativ, liegt der Modus näher am negativen  $x$  und man spricht von einer linksschiefen Verteilung. Ist es hingegen positiv, liegt der Modus näher am positiven  $x$  und man spricht von einer rechtsschiefen Verteilung. Die Standardabweichung der Schiefe

$$\sigma(Sf) = \sqrt{\frac{6}{N}} \quad (\text{B.5})$$

gibt die Signifikanz der Schiefe wieder. Das Schiefemaß wird als signifikant angesehen, sobald die Schiefe um ein Vielfaches größer als ihre Standardabweichung ist (Press et al., 1990, S.455ff.).

### B.3 Lineare Korrelation

Der lineare Korrelationskoeffizient  $r$  gibt den linearen Zusammenhang zweier Datensätze an und ist durch folgende Formel gegeben:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \quad (\text{B.6})$$

$\bar{x}$  steht hier für den Mittelwert aller  $x_i$  und  $\bar{y}$  für den Mittelwert aller  $y_i$  (Press et al., 1990, S. 484).

Der Wert  $r$  liegt zwischen -1 und 1. Die Bedeutung der einzelnen Werte ist in Tabelle B.1 aufgelistet. Je größer der Betrag von  $r$ , desto größer ist der lineare Zusammenhang der betrachteten Datensätze.

**Tab. B.1:** Interpretation des Korrelationskoeffizienten (Zou et al., 2003, S. 618).

Wert des Korrelationskoeffizienten	Richtung und Stärke der Korrelation
-1,0	Perfekte negative Korrelation
-0,8	Starke negative Korrelation
-0,5	Moderate negative Korrelation
-0,2	Schwache negative Korrelation
0	keine Korrelation
+0,2	Schwache positive Korrelation
+0,5	Moderate positive Korrelation
+0,8	Starke positive Korrelation
+1,0	Perfekte positive Korrelation

# Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und die den verwendeten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)